

УДК 539.21 : 539.1.06 (088.8)

© 1991

РЕЛАКСАЦИЯ СПИНА МЮОНОВ В МЕТАЛЛАХ С ДЕФЕКТАМИ

А. А. Берзин, А. И. Морозов, А. С. Сизов

Проведено математическое моделирование процесса релаксации спина мюона в кристалле с ловушками в случае неравновесного пространственного распределения мюонов. В результате получено выражение для скорости релаксации и дано качественное объяснение немонотонной температурной зависимости скорости релаксации спина мюонов в алюминии.

Релаксация спина мюонов (μ SR) в кристалле служит действенным методом исследования локальных магнитных полей и их временной зависимости. Однако использование этого метода требует точной информации о состоянии мюона в кристалле.

Как показано нами в работе [1], релаксация спина свободного мюона при низких температурах вследствие его быстрого туннелирования из одного междоузлия в другое является несущественной, а наблюдаемая в эксперименте скорость релаксации обусловлена захватом мюона ловушкой. Роль ловушки для положительного мюона может играть любой точечный дефект в металле [2, 3]. При описании процесса релаксации в [1] мы исходили из стандартного предположения о том, что мюон термализуется равновероятно в любом междоузлии. Поэтому его исходная функция распределения является неравновесной, поскольку в равновесии вероятность пребывания в междоузлии, отвечающем ловушке, больше, чем в остальных (для простоты мы исходим из модели, в которой ловушке отвечает одно связанное состояние с энергией связи W_0 , а сами они распределены по кристаллу хаотически с концентрацией x). При этом возможны два различных случая.

1) Время релаксации пространственной функции распределения t_0 намного меньше времени релаксации спина мюона τ . В этом случае, как показано в [1], можно считать, что релаксация спина мюона происходит при его равновесном пространственном распределении, а величина τ определяется выражением

$$\tau^{-1} = x\tau_{tr}^{-1} + (1-x)\tau_f^{-1}, \quad (1)$$

где τ_{tr}^{-1} и τ_f^{-1} — скорость релаксации мюона в захваченном и свободном состоянии; x — доля захваченных мюонов. Величина τ_f^{-1} пренебрежимо мала, а

$$\tau_{tr}^{-1} = \tau_2\sigma^2/(0.5 + \tau_2\sigma), \quad (2)$$

где

$$\tau_2 = \tau_0 \exp(W_0/T) \quad (3)$$

есть время высвобождения мюона из ловушки, σ — скорость релаксации спина в ней. В силу эргодичности

$$x = \tau_2/(\tau_1 + \tau_2), \quad (4)$$

τ_1 — время попадания мюона в ловушку. Простой термодинамический расчет показывает, что в нашей модели

$$x = 1 - [1 + x \exp(W_0/T)]^{-1}. \quad (5)$$

Величина t_0 в этой модели равна

$$t_0^{-1} = \tau_1^{-1} + \tau_2^{-1}. \quad (6)$$

Как было показано в [1], существуют две характерные температуры: температура захвата мюонов ловушками T_1

$$T_1 = W_0 / |\ln x|, \quad (7)$$

при которой $x=0.5$ ($\tau_1=\tau_2$), и температура T_0

$$T_0 = W_0 / |\ln(\sigma\tau_0)|, \quad (8)$$

при которой $\sigma\tau_2=1$.

Рассмотрим простейший случай, когда τ_0 и τ_1 не зависят от температуры. Если x достаточно велико ($x \gg \sigma\tau_0$), то $T_0 \ll T_1$ ($\tau_1\sigma \ll 1$) и условие

$$t_0 \ll \tau \quad (9)$$

выполнено во всем температурном диапазоне. В противном случае ($T_1 \ll T_0$ и $\tau_1\sigma \gg 1$) существует характерная температура T^* , при которой происходит нарушение условия (9). В области температур $T > T^*$ это условие выполнено и скорость релаксации описывается формулой (1).

2) В области температур $T < T^*$ время t_0 превосходит время релаксации спина мюона, найденное для случая равновесного пространственного распределения. В [1] было высказано предположение, что в этом случае экспериментально наблюдаемая скорость релаксации определяется временем t_0 . Для проверки этого предположения было проведено математическое моделирование процесса релаксации.

М а т е м а т и ч е с к а я м о д е л ь

Зависимость от времени суммарного спина системы мюонов $S(t)$ при заданных τ_1 , τ_2 и σ определялась в модели, аналогичной рассмотренной в работе [4]. Предполагалось, что мюон попеременно находится то в свободном, то в захваченном состоянии, причем в свободном состоянии скорость релаксации его спина s пренебрежимо мала, а в захваченном состоянии

$$s(t) = s(0) \exp(-\sigma^2 t^2). \quad (10)$$

В этом случае суммарный спин системы мюонов зависит от времени как [4]

$$S(t) = S(0) G(t), \quad (11)$$

где

$$G(t) = \sum_{n=1}^{\infty} [g_{n,f}(t) + g_{n,tr}(t)], \quad (12)$$

а величины $g_{n,f}(t)$ и $g_{n,tr}(t)$, которые описывают зависимость от времени суммарного спина группы мюонов, находящихся n -й раз соответственно в свободном и захваченном состояниях, подчиняются следующему рекуррентному соотношению:

$$g_{1,f}(t) = (1 - x(0)) \exp(-t/\tau_1), \quad (13)$$

$$g_{1,tr}(t) = x(0) \exp(-t/\tau_2) \exp(-\sigma^2 t^2), \quad (14)$$

$$g_{n+1, f}(t) = \frac{1}{\tau_2} \int_0^t g_{n, tr}(u) \exp[-(t-u)/\tau_1] du, \quad (15)$$

$$g_{n+1, tr}(t) = \frac{1}{\tau_1} \int_0^t g_{n, f}(u) \exp[-(t-u)/\tau_2] \exp[-(t-u)^2/\tau_2^2] du. \quad (16)$$

Величина $x(0)$ определяет долю захваченных мюонов после термализации. Согласно стандартной модели, $x(0) \approx x$ и в области $x \ll 1$ пренебрежимо мало.

Результаты расчетов

В качестве единицы измерения времени выбиралась величина σ^{-1} . Расчеты проводились для значений $x(0)=0$, $\tau_0=10^{-3}$, $\tau_1=0.1, 1, 10$. Значение T (в единицах W_0) изменялось от $T=0.02$, при котором τ_2 практически

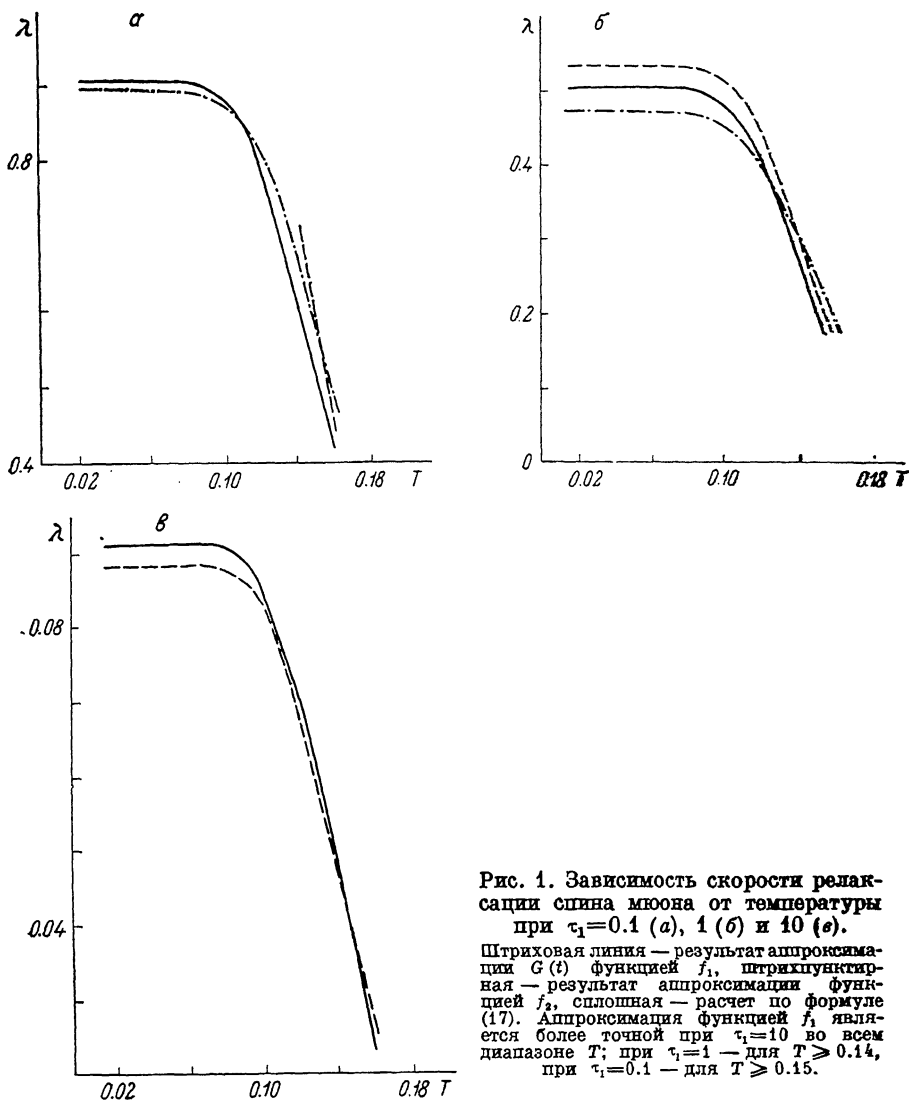


Рис. 1. Зависимость скорости релаксации спина мюона от температуры при $\tau_1=0.1$ (а), 1 (б) и 10 (в).

Штриховая линия — результат аппроксимации $G(t)$ функцией f_1 , штрихпунктирная — результат аппроксимации функцией f_2 , сплошная — расчет по формуле (17). Аппроксимация функцией f_1 является более точной при $\tau_1=10$ во всем диапазоне T ; при $\tau_1=1$ — для $T \geq 0.14$, при $\tau_1=0.1$ — для $T \geq 0.15$.

бесконечно (см. формулу (3)), до $T=0.16 \div 0.18$ ($\tau_2=0.2 \div 0.5$). Дальнейший рост T и уменьшение τ_2 приводят к резкому росту числа слагаемых в (12), необходимых для расчета $G(t)$ с заданной точностью, а следовательно, и времени расчета.

Полученная зависимость $G(t)$ аппроксимировалась функциями $f_1 = \exp(-\lambda t)$ и $f_2 = \exp(-\lambda^2 t^2)$, определялись оптимальные значения λ и ошибки аппроксимации. Соответствующие температурные зависимости λ приведены на рис. 1.

Основываясь на полученных данных, можно сделать следующие выводы.

1) Время релаксации спина можно в рассмотренной модели монотонно возрастает с температурой. Поэтому нельзя считать, что $\lambda = t_0^{-1}$ в области температур $T < T^*$, поскольку время релаксации пространственного распределения мюонов падает с ростом температуры. Равенство имеет место лишь при условии, что $\tau_2 \gg \tau_1$.

2) Во всей исследованной области значений τ_1 и τ_2 с точностью, большей 15 %, величина λ хорошо аппроксимируется формулой

$$\lambda = \left[\tau_1 + \frac{\tau_1 + \tau_2}{(\tau_2 \sigma)^2} (0.5 + \sigma \tau_2) \right]^{-1}. \quad (17)$$

Поскольку величина λ не зависит явно от температуры, формула (17) применима и при [более сложной зависимости τ_1 и τ_2 от температуры.

3) Второе слагаемое в квадратных скобках в выражении (17) представляет собой время τ релаксации спина в случае равновесного пространственного распределения мюонов. Легко понять, что уточненный критерий применимости выражения (1) имеет вид

$$\tau_1 \ll \tau, \quad (18)$$

т. е. время попадания мюона в ловушку (в которой только и возникает релаксация спина) должно быть существенно меньше времени релаксации.

Сравнение с экспериментом

Случай $\tau_1 \sigma \gg 1$ реализуется в алюминии, содержащем примеси различных металлов [5, 6], поскольку при этом наблюдается существенная зависимость функции $\lambda(T)$ от концентрации примесей [1]). Немонотонное поведение экспериментальной кривой $\lambda(T)$ (рис. 2) объясняется немонотонностью функции $\tau_1(T)$ в области $T < T^*$ (T^* определяется из условия $\tau_1 = \tau$).

Такое поведение $\tau_1(T)$ связано с тем, что дальнедействующая часть

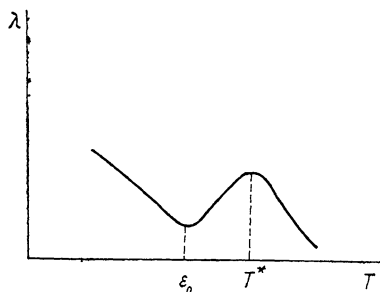


Рис. 2. Экспериментальная зависимость скорости релаксации спина мюона от температуры в алюминии, содержащем примесь лития.

взаимодействия мюона с примесью, спадающая с расстоянием R до примеси как R^{-3} , приводит к возникновению вокруг примеси большого числа связанных состояний для мюона [2, 3]. Ловушкой можно считать междуузлие с энергией связи $W_i > T$. Характер движения мюона к этому междуузлию из области пространства, удаленной от примеси, изменяется от когерентного зонного движения в случае $T < \epsilon_0$ к некогерентному при $T > \epsilon_0$ (ϵ_0 — характерная ширина зоны мюона в металле). Действительно, если разность энергии соседних междуузлий меньше ϵ_0 , то вероятность когерентного перехода из междуузлия в междуузлие преобладает. Однако при приближении к ловушке с $W_i > T > \epsilon_0$ разность энергий соседних междуузлий уже намного превосходит ϵ_0 . В этом случае основную роль начинают играть некогерентные перескоки. Если в области зонного движения τ_1 растет с увеличением температуры, то при некогерентных перескоках имеет место падение τ_1 с ростом T . Таким образом, минимум $\lambda(T)$

должен наблюдаться при $T \sim \epsilon_0$ независимо от сорта примесей, что хорошо согласуется с экспериментальными данными и дает значение $\epsilon_0 \sim 3 \div 5$ К.

Авторы глубоко благодарны Н. И. Лебедеву за помощь в проведении расчетов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Morosov A. I., Sigov A. S. // J. Phys.: Condens. Matter. 1990. V. 2. N 3. P. 505—512.
- [2] Морозов А. И., Сигов А. С. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 1. С. 170—177.
- [3] Morosov A. I., Sigov A. S. // Solid State Commun. 1988. V. 67. N 9. P. 841—843.
- [4] Sato E., Hatono T., Suzuki Y., Mafuku M. I., Sunaga M., Doyama M., Morozumi Y., Suzuki T., Nagamine K. // Hyperfine Int. 1984. V. 17—19. N 1—4. P. 203—210.
- [5] Kerr K. W., Richter D., Welter J. M., Hartmann O., Karlsson E., Norlin L. O., Niinikoski T. O., Yaouanc A. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 2. P. 567—590.
- [6] Hartmann O., Karlsson E., Wäckelgard E., Wappling R., Richter D., Hempelmann R., Niinikoski T. O. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 9. P. 4425—4440.

Московский институт
радиотехники, электроники и автоматики

Поступило в Редакцию
16 октября 1990 г.