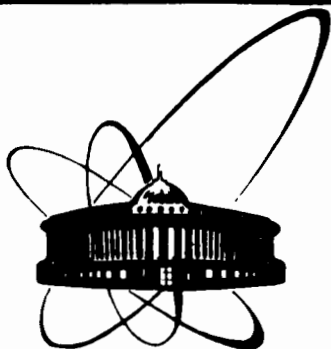


2/4/2 83



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5511/83

P17-83-570

В.Ю.Юшанхай

РОЛЬ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ
В КВАНТОВОЙ ДИФФУЗИИ
ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ В МЕТАЛЛАХ

Направлено в Оргкомитет XXI Международной конференции
стран-членов СЭВ по физике и технике
низких температур /НРБ, октябрь 1983 г./

1983

1. Пучки получаемых на ускорителях поляризованных мюонов в настоящее время дают новые возможности для исследования свойств конденсированной фазы вещества ^{/1-2/}. В эксперименте обычно наблюдается зависимость от времени спиновой поляризации мюонов, установившихся в исследуемом образце. Описывающая эту зависимость функция релаксации $G(t)$ в различных случаях может быть связана с физическими величинами, характеризующими свойства среды и процессы, происходящие в ней. Одной из таких величин является коэффициент диффузии положительных мюонов μ^+ в решетках различных металлов. Механизмы диффузионного движения мюона исследуются в зависимости от элементного состава образца, числа примесей в нем и от температуры. К настоящему времени в этой области накоплены многочисленные и разнообразные данные, нашедшие отражение в обзоре ^{/2/}. Там же очерчены физические представления, используемые до недавнего времени для интерпретации экспериментов по мюонной диффузии. На их основе часть экспериментальных данных получила количественное объяснение, однако некоторые данные, особенно в области низких температур, не поняты пока удовлетворительно даже на качественном уровне. В частности, это относится к факту быстрого движения мюонов, вплоть до очень низких температур, в чистом алюминии ^{/3-4/}, а также к низкотемпературным особенностям мюонной релаксации в меди ^{/5,6/}. Очевидно, требуется расширить круг привлекаемых представлений.

Так, в недавних работах ^{/7,8/} указывалось на то, что заметный вклад в явление квантовой диффузии и вообще в картину спиновой релаксации мюонов могут дать его возбужденные метастабильные состояния /м.с./ в решетке металла. М.с. заполняются в процессе термализации мюонов в образце. Если же время жизни таких состояний $\tau_{мс}$ сравнимо с временем жизни $\tau_{\mu} \approx 2 \cdot 10^{-8}$ с мюона или меньше его, эти состояния должны быть с необходимостью приняты во внимание при анализе поведения мюонов в исследуемой среде. Попытаемся коротко охарактеризовать возможные м.с. мюона в решетке металла, а также рассмотрим физические причины, обуславливающие их существование.

2. Прежде всего, согласно ^{/7/} мюон, замедлившийся до тепловых скоростей, может занять состояние, условно названное "свободным", чтобы отличить его от поляронного - захваченного решеткой состояния. Последнее, при достаточной силе мюон-фононной связи, более выгодно, однако может быть отделено от первого энергетическим барьером. Захват мюона потенциальной ямой, которой для него является междоузлие решетки, может либо вообще

не произойти, либо произойти с временной задержкой ($\sim \tau_{MC}$), необходимой для преодоления барьера, отделяющего "свободное", неполярное, м.с. от стабильного, полярного, состояния.

Действительно, известно, что потенциальная яма радиуса a и глубиной V сможет образовать связанное состояние для частицы массы m , если только

$$\frac{2mVa^2}{\hbar^2} > \frac{\pi^2}{4}. \quad /1/$$

Из /1/ следует, что захват мюона в междуузлии возможен, если V и a имеют величины выше некоторых критических значений. Эти значения могут быть достигнуты в результате локальной подстройки решетки, происходящей путем расширения подходящего междуузлия. Такая подстройка, являющаяся первым этапом в образовании полярона, требует затраты энергии w на упругую деформацию решетки и, таким образом, связана с преодолением потенциального барьера величиной w . Согласно /9/ вероятность туннелирования сквозь такой барьер, слабо меняясь при низких температурах, затем растет, переходя в активационную зависимость при достаточно высокой температуре:

$$\tau_{MC}^{-1} \sim \bar{\omega} \exp\left(-\frac{4w}{\hbar\bar{\omega}}\right), \quad kT < \frac{1}{2}\hbar\bar{\omega}; \quad /2/$$

$$\tau_{MC}^{-1} \sim \bar{\omega} \exp\left(-\frac{w}{kT}\right), \quad kT > \frac{1}{2}\hbar\bar{\omega}.$$

Здесь $\bar{\omega}$ - характерная фононная частота.

На следующем этапе, при достаточной силе мюон-фононной связи, возможно дальнейшее расширение данного междуузлия и понижение энергии мюона с образованием собственного полярного состояния. Этот процесс идет очень быстро в масштабах времени τ_{μ} . "Свободное" м.с. и этапы образования полярона показаны на рис.1: а/ $t=0$; μ^+ находится в "свободном" когерентном состоянии, двигаясь в исходной зоне шириной J ; междуузлие представляет для него яму глубиной V . б/ $t \geq \tau_{MC}$, в результате локального расширения междуузлия глубина ямы \bar{V}_{MC} превысила критическую V_c , появился локальный уровень ϵ' , отвечающий связанному в междуузлии состоянию μ^+ . в/ $t > \tau_{MC} + \Delta t$ ($\Delta t \ll \tau_{\mu}$), образовалось связанное полярное состояние μ^+ с энергией $\bar{\epsilon}$; уровень $\bar{\epsilon}$ размыт в узкую зону $\bar{J} \ll J$.

Следует подчеркнуть, что "свободное" движение мюона является когерентным состоянием в зоне, однако ширина последней J много больше полярной \bar{J} , суженной за счет взаимодействия с фононами. Очевидно, что необходимым условием существования такого когерентного состояния является выполнение условия

$$J/\hbar > \tau_{MC}^{-1}.$$

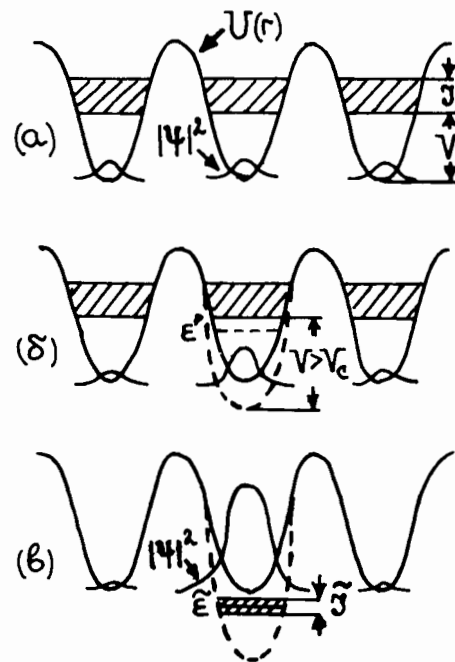


Рис.1. а/ "Свободное" метастабильное состояние мюона в решетке металла; б/, в/ этапы образования полярного состояния /см. текст/.

Наблюдаемым следствием быстрого движения мюона в "свободной" зоне является малая скорость релаксации λ . С повышением T согласно /2/ время жизни м.с. уменьшается, и в результате должно расти λ .

Отметим также, что наличие нерегулярностей в решетке способствует локализации волновой функции мюона и, как следствие, уменьшению интервала низких температур, где "свободное" м.с. может дать наблюдаемый вклад в картину спиновой релаксации.

3. М.с. иного типа для мюона в металле обусловлено сложной структурой его решетки. Так, металлы с кубической решеткой имеют междуузлия /или поры/ двух сортов: с октаэдрической и тетраэдрической симметрией расположения ближайших к мюону атомов металла. Энергетически более выгодным для мюона является, как правило, полярное состояние в междуузлиях фиксированной симметрии, скажем, октаэдрах. Однако не исключено существование полярного уровня и в междуузлии иной симметрии. Этот более высокий метастабильный уровень может отвечать как локализованному, так и нелокализованному состоянию мюона в полярной зоне. Последний случай исследовался, к примеру, в работе /10/.

М.с., вызванные сложной структурой решетки металла, привлекались в недавней работе /8/ с целью интерпретации низкотемпературных экспериментальных данных для меди, имеющей ГЦК решетку. Для этого металла надежно установлено, что в интервале $5K < T < 80K$ скорость спиновой релаксации λ постоянна, а численное значение $\lambda = \lambda_0$ согласуется с величиной, отвечающей мюону, локализованному в октапоре /11/. Однако при $T < 5K$ вплоть до $T = 0,5K$ наблюдалось падение λ до значения $\lambda_1 \approx 0,8\lambda_0$, которое оставалось постоянным при более низких температурах /5/. Такому факту даны различные качественные толкования: либо с понижением T включается механизм когерентного полярного движения по октапорам /5/, либо это результат влияния малого числа примесей в образце /8/.

либо это следствие увеличения времени жизни м.с. мюона в тетрапорах^{/8/}. Добавим здесь, что подходящими для меди могут быть и м.с. в "свободной" зоне.

Отметим, что возможные м.с. в меди не принимались во внимание при объяснении диффузии мюонов, наблюдавшейся при $T > 80K$. Считается установленным^{/11/}, что в этой области температур в меди мюон движется квантовым образом между октапорами за счет некогерентного прыжкового механизма. Для частоты ν таких прыжков в^{/11/} был найден активационный закон

$$\nu = \nu_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad /3/$$

где $E_a \sim 500K$ интерпретировалась как энергия активации, необходимая мюону для поляронной деформации соседней октапоры. Величина $\nu_0 \sim 10^8 c^{-1}$ / при этом определяется частотой локальных колебаний мюона и прозрачностью потенциального барьера, разделяющего две соседние октапоры.

4. Естественно, что м.с. особенно ярко проявляются в области низких температур, где время их жизни может оказаться сравнимым с величиной $\tau_\mu \approx 2 \cdot 10^{-6}$ с или больше ее, т.е.

$$\tau_{MC} \gtrsim \tau_\mu. \quad /4/$$

В пределе, обратном /4/, т.е. при

$$\tau_{MC} \ll \tau_\mu, \quad /5/$$

мюон, попав в м.с., очень быстро переходит в стабильное состояние, которое практически и определяет релаксацию его спина. Однако пренебречь влиянием таких быстро распадающихся м.с. можно лишь при достаточно низких T . Действительно, вероятность τ_{MC}^{-1} перехода в единицу времени из м.с. в стабильное состояние связана с вероятностью τ_c^{-1} обратных переходов в м.с. соотношением детального баланса

$$\tau_c^{-1} \approx \tau_{MC}^{-1} \exp\left(-\frac{\Delta\epsilon}{kT}\right), \quad /6/$$

где $\Delta\epsilon$ - разница энергий этих состояний. При большой частоте τ_{MC} можно ожидать и большого значения частоты τ_c^{-1} . А именно, как только величина τ_c^{-1} достигнет значения

$$\tau_c^{-1} \sim \tau_\mu^{-1} \approx 0,5 \cdot 10^6 c^{-1} \quad /7/$$

и превысит его, переходы из стабильного состояния в м.с. смогут оказать заметный вклад в диффузионное движение мюонов. При этом диффузия сможет происходить не только посредством прямого туннелирования мюона между соседними эквивалентными междуузлиями,

но и посредством не прямых переходов с м.с. в качестве промежуточного состояния.

К примеру, рассмотрим на этой основе данные по диффузии мюонов в меди. Сравнивая /3/ и /6/, получим $\tau_{MC}^{-1} = \nu_0 \sim 10^8 c^{-1}$ и $\Delta\epsilon = E_a \sim 500K$, что не противоречит модельным оценкам величин τ_{MC}^{-1} и $\Delta\epsilon$. Поэтому, на наш взгляд, в принципе не исключена возможность проинтерпретировать диффузию мюонов в меди при $T > 80K$ на основе механизма не прямых переходов. Более того, в^{/8/} предложена модель, включающая м.с., согласно которой частота τ_{MC}^{-1} слабо меняется при $T > 80K$ и падает до значений $\tau_{MC}^{-1} < \tau_\mu^{-1}$ при $T < 5K$, что позволяет единообразно объяснить совокупность данных по меди во всем исследованном интервале температуры.

5. Детализируем соображения, сформулированные в предыдущем пункте. Для определенности будем рассматривать случай, изображенный на рис.2, где схематически показан потенциальный рельеф и положение квантовых уровней для мюона в металле с кубической решеткой. Пусть нижний уровень $\tilde{\epsilon}_1$ отвечает локализованному состоянию мюона в октапоре, а верхний, метастабильный, $\tilde{\epsilon}_2$ - в тетра-

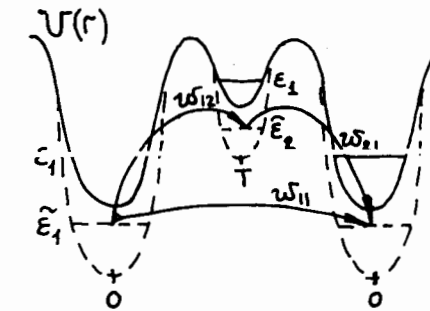


Рис.2. Квантовые переходы мюона между поляронными состояниями в решетке металла.

поре. Частота перехода w_{ij} с уровня i на уровень j / $i, j = 1, 2$ / , вообще говоря, определяется величиной матричного элемента \tilde{J}_{ij} / перенормированного за счет мюон-фононного взаимодействия / такого перехода, а также температурой всей системы. В первом порядке теории возмущения по \tilde{J}_{ij} имеем^{/9/}

$$w_{ij} \sim \frac{|\tilde{J}_{ij}|^2}{h^2} f_{ij}(T), \quad /8/$$

здесь $f_{ij}(T)$ - растущая функция температуры, вид которой диктуется моделью.

Поскольку $\tau_{MC}^{-1} \sim w_{21}$, а $f_{21}(T \rightarrow 0) = \text{const}$, то из /8/ следует, что большие значения частоты $\tau_{MC}^{-1} \gg \tau_\mu^{-1}$ могут быть достигнуты либо с ростом температуры, либо при любых температурах, если матричный элемент $|\tilde{J}_{21}|$ достаточно велик. Частота w_{12} согласно /8/ также растет с T и связана с w_{21} соотношением детального баланса

$$w_{12} = w_{21} \exp\left(-\frac{|\tilde{\epsilon}_1 - \tilde{\epsilon}_2|}{kT}\right). \quad /9/$$

Если же матричный элемент прямого перехода $|\tilde{J}_{11}|$ между октапорами невелик, так что достигается $w_{12} \gg w_{11}$, то именно процессы

возбуждения мюона в м.с. и его последующего быстрого перехода в соседнюю октапору и будут определять диффузию мюонов по решетке металла. Если же $w_{12} \approx w_{11}$, то оба типа переходов существуют одновременно.

6. Выведем функцию $Q(t)$ поперечной спиновой релаксации мюонов в случае, когда диффузия происходит посредством не прямых переходов.

Пусть функция $g_a(t)$ / $a = 1, 2$ / описывает поперечную спиновую релаксацию мюонов, находящихся в состоянии a . Если $a = 1$, то это локализованное состояние на нижнем уровне в межузельной поре и $g_1(t) \equiv \exp(-\frac{1}{2}\sigma_1^2 t^2)$, где σ_1^2 - ширина гауссова разброса дипольных магнитных полей, характеризующих данное межузелье. Если $a = 2$, то это м.с., тип которого, а также вид $g_2(t)$ здесь не конкретизируются.

Функция $G(t)$ может быть получена в рамках так называемой модели "сильных столкновений", предложенной для описания спиновой релаксации мюонов в работе /12/. При этом нам необходимо несколько обобщить результаты /12/, поскольку здесь предполагается, что диффузия мюона происходит не с одной, как в /12/, а с двумя характерными скоростями: ν_1 - частотой покидания нижнего состояния, ν_2 - частотой покидания м.с. Например, для случая, рассмотренного в предыдущем пункте, применительно к ГЦК решетке имеем

$$\nu_1 = 8w_{12} \cdot \nu_2 = 4w_{21} \cdot \quad /10/$$

Здесь 8 - число тетрапор, ближайших к данной октапоре, 4 - число октапор, ближайших к данной тетрапоре.

Условимся, что в результате термализации к начальному моменту времени $t = 0$ часть мюонов оказалась в состоянии a . Тогда функция $G_a(t)$, описывающая релаксацию поперечной поляризации этой части мюонов, определяется вкладами от тех из них, которые не совершили прыжка в другое состояние к моменту t /вклад $g_a^{(0)}(t)$ /, совершивших один прыжок ($g_a^{(1)}(t)$), два прыжка ($g_a^{(2)}(t)$) и т.д. /12/:

$$G_a(t) = \sum_{n=0}^{\infty} g_a^{(n)}(t). \quad /11/$$

Для того, чтобы определить вид функции $g_a^{(n)}(t)$, введем вспомогательную функцию $q_a(t) \equiv \exp(-\nu_a t) g_a(t)$. Тогда первые члены ряда /11/ запишутся следующим образом:

$$g_a^{(0)}(t) = q_a(t),$$

$$g_a^{(1)}(t) = \int_0^t dt' q_b(t-t') \nu_a q_a(t'),$$

$$g_a^{(2)}(t) = \int_0^t dt'' \int_0^{t''} dt' q_a(t-t'') \nu_b q_b(t''-t') \nu_a q_a(t'), \quad /12/$$

причем, если $a = 1$, то $b = 2$ и наоборот.

Для определенности запишем общее соотношение, с помощью которого может быть получен n -й член ряда /11/:

$$g_a^{(n)}(t) = \nu_c \int_0^t dt' q_c(t-t') g_a^{(n-1)}(t'), \quad /13/$$

причем при n нечетном $c = a$ и $c' = b$; при n четном $c = b$, $c' = a$ ($a \neq b$).

В дальнейшем будет использована также функция $\tilde{g}_1^{(n)}(t)$, которую определим посредством /12/, /13/, где следует положить $a = b = c = c' = 1$, т.е.

$$\tilde{g}_1^{(n)}(t) \equiv g_a^{(n)}(t) \quad \text{при } a = b = c = c' = 1. \quad /14/$$

Если предположить, что поля вещества столь слабые, что отсутствует релаксация, т.е. $g_{a,b}(t) = 1$, то функция $g_a^{(n)}(t)$, определяемая /12/, /13/, спадает с вероятностью $p_a^{(n)}(t)$ такого события, что мюон, начав из состояния a , к моменту t совершит ровно n прыжков: $g^{(n)}(t) = p^{(n)}(t)$. При этом ряд /11/ без труда суммируется и получается необходимый результат:

$$G_a(t) = 1 \quad \text{при } g_{a,b}(t) = 1,$$

имеющий здесь смысл своеобразного условия нормировки.

Пусть $p_a(0)$ - доля мюонов, заполнивших в результате термализации состояние a ($p_1(0) + p_2(0) = 1$). Тогда наблюдаемая функция релаксации будет иметь вид

$$G(t) = p_1(0) G_1(t) + p_2(0) G_2(t). \quad /15/$$

Выражение /14/, с учетом /11/-/13/, описывает релаксацию мюонов в широком интервале температур при любых значениях параметров $\nu_{1,2}$. В общем случае характер зависимости /15/ может быть проанализирован численно. Однако в различных практических случаях функция /15/ может быть сведена к сравнительно простому виду. Рассмотрим эти случаи:

а/ при $T < T_1$ существуют долгоживущие м.с., т.е. $\nu_2 \tau_\mu \ll 1$; фактически это означает, что $\nu_{1,2} \approx 0$ и в ряду /11/ следует учесть лишь нулевые члены $g_{1,2}^{(0)}(t)$:

$$G(t) \approx p_1(0) \exp(-\frac{1}{2}\sigma_1^2 t^2) + p_2(0) g_2(t). \quad /16/$$

б/ с повышением T в некотором интервале $T_1 < T < T_2$ получим $\nu_2 \tau_\mu \approx 1$, $\nu_1 \tau_\mu \approx 0$; при этом вклад в /11/ дают только члены $g_{1,2}^{(0)}(t)$

и $g_2^{(1)}(t)$:

$$G(t) = p_1(0) \exp(-\frac{1}{2}\sigma_1^2 t^2) + p_2(0) g_2(t) \exp(-\nu_2 t) + \\ + p_2(0) \nu_2 \int_0^t dt' \exp[-\frac{1}{2}\sigma_1^2(t-t')^2 - \nu_2 t'] g_2(t'). \quad /17/$$

в/ при $T_2 < T < T_3$ могут быть достигнуты такие значения ν_2 , что $\nu_2 \tau_\mu \gg 1$, однако все еще $\nu_1 \tau_\mu \approx 0$; при этом функция $G(t)$ имеет тот же вид /17/, который здесь удастся упростить, если воспользоваться следующим приближением:

$$\int_0^t dt' \exp[-\frac{1}{2}\sigma_1^2(t-t')^2 - \nu_2 t'] g_2(t') \approx \nu_2^{-1} \exp(-\frac{1}{2}\sigma_1^2 t^2), \quad t > \nu_2^{-1} /18/$$

Приближение /18/ справедливо практически при всех временах наблюдения t , поскольку $\nu_2^{-1} \ll 10^{-6}$ с. Тогда

$$G(t) \approx \exp(-\frac{1}{2}\sigma_1^2 t^2). \quad /19/$$

Отметим, что при $T_1 = 0,5K$, $T_2 = 5K$, $T_3 = 80K$ результаты /16/, /17/, /19/ дают подходящую основу для объяснения низкотемпературных особенностей в меди /8/;

г/ с дальнейшим ростом $\nu_{1,2}$ при $T > T_3$ будет достигнут предел /7/, т.е. $\nu_1 \tau_\mu \geq 1$, который, в силу $\nu_2 \tau_\mu \gg 1$ удастся упростить с помощью /18/. Приближение /18/ позволяет в определении, данном для функций $g_a^{(n)}(t)$ ($a = 1, 2$), выполнить часть интегрирования и при временах $t \gg \nu_2^{-1}$ выразить их посредством единой функции $\tilde{g}_1^{(n)}(t)$, определенной ранее /14/. Получим для $a = 1$

$$g_1^{(2n)}(t) \approx \tilde{g}_1^{(n)}(t),$$

$$g_1^{(2n+1)}(t) \approx (\frac{\nu_1}{\nu_2}) \tilde{g}_1^{(n)}(t), \quad n = 0, 1, 2, \dots,$$

и для $a = 2$

$$g_2^{(0)}(t) \approx 0,$$

$$g_2^{(2n+1)}(t) \approx \tilde{g}_1^{(n)}(t), \quad /20/$$

$$g_2^{(2n)}(t) \approx (\frac{\nu_1}{\nu_2}) \tilde{g}_1^{(n)}(t), \quad n = 1, 2, \dots$$

Окончательно получаем для искомой функции релаксации ($t > \nu_2^{-1}$):

$$G(t) = \sum_{a=1,2} p_a(0) \sum_{n=0}^{\infty} [g_a^{(2n)}(t) + g_a^{(2n+1)}(t)] \approx \\ \approx \sum_{a=1,2} p_a(0) (1 + \frac{\nu_1}{\nu_2}) \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{g}_1^{(n)}(t) = (1 + \frac{\nu_1}{\nu_2}) \tilde{G}(t), \quad /21/$$

где

$$\tilde{G}(t) \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{g}_1^{(n)}(t). \quad /22/$$

Функция релаксации /22/ полностью совпадает с выражением, полученным в работе /12/ для случая диффузии с одной характерной частотой $\nu = \nu_1$. Там же указывается, что в практических целях ряд /22/ можно с хорошей точностью аппроксимировать простым аналитическим выражением

$$\tilde{G}(t) \approx \exp[-\frac{\sigma_1^2}{\nu_1^2} (e^{-\nu_1 t} - 1 + \nu_1 t)]. \quad /23/$$

Функция /21/, где $\tilde{G}(t)$ определяется с помощью /23/, и дает описание релаксации при $T > T_3$. Как видим, результат зависит от параметра σ_1 , характеризующего релаксацию в нижнем состоянии, и не зависит от вида $g_2(t)$ по той простой причине, что деполяризация мюонов не успевает произойти в м.с. при очень малых $\tau_{мс}$. Поэтому результат /21/, /23/ является достаточно общим и не зависит от типа м.с., участвующего в качестве промежуточного состояния при диффузии мюонов по решетке металлов. Кроме того, поскольку функция /21/ определена при $t > \nu_2^{-1}$, то для нее необязательно $G(t=0) = 1$.

Отметим, что в подходящих случаях простая функция /23/ используется для обработки получаемых в эксперименте данных. В частности, в меди для $T > 80K$ при таком подходе параметр ν_1 интерпретировался, что уже отмечалось выше, как частота прямых диффузионных переходов. Нами получено, что в предположении о диффузии посредством непрямых переходов временной ход релаксации практически для всех времен наблюдения, $t > \nu_2^{-1} \approx 10^{-8}$ с/, описывается той же временной зависимостью /21/, но с предэкспоненциальным множителем $(1 + \nu_1/\nu_2)$, отличным от единицы. Однако следует ожидать, что в рамках подходящих моделей $\nu_1/\nu_2 \approx \exp(-\Delta\epsilon/kT) \ll 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нур. Int., 1981, 8, No.4-6.
2. Karlsson E. Phys.Rep., 1982, 82, p.271.

3. Гребинник В.Г. и др. В сб.: Мезоны в веществе. ОИЯИ, Дубна, 1977, с.272.
4. Kehr K.W. et al. *Nucl.Int.*, 1981, 8, p.681.
5. Clawson C.W. et al. *Physica*, 1982, 109-110B, p.2164.
6. Chappert J. et al. *Solid State Comm.*, 1982, 44, p.13.
7. Browne A.M., Stoneham A.M. *J.Phys.C*, 1982, 15, p.2709.
8. Seeger A. *Phys.Lett.*, 1982, 93A, p.33.
9. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. "Мир", М., 1982, т.1.
10. Aksenov V.L., Yushankhai V.Yu. *phys.stat.sol.(b)*, 1981, 103, p.K147.
11. Гребинник В.Г. и др. *ЖЭТФ*, 1975, 68, с.1548.
12. Hayano R.S. et al. *Phys.Rev.*, 1979, 20B, p.850.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 августа 1983 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Юшанхай В.Ю.

P17-83-570

Роль метастабильных состояний
в квантовой диффузии положительных мюонов в металлах

Проанализирован вклад двух типов метастабильных состояний положительного мюона в процессы его диффузии и спиновой релаксации в металлах. Рассмотрены физические причины, приводящие к существованию таких состояний в решетке металла. Дано обобщение модели "сильных столкновений" на случай непрямого процесса с двумя характерными скоростями диффузионных переходов мюона. В этом случае в широком интервале температур выведена функция поперечной спиновой релаксации мюонов. Дано сравнение полученных результатов с экспериментальными данными по меди.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Yushankhai V.Yu.

P17-83-570

The Role of Metastable States
in Quantum Diffusion of Positive Muons in Metals

The contribution of two types of metastable states of a positive muon to its diffusion and spin relaxation processes in metals is discussed. Physical reasons leading to the existence of such states in metal lattice are considered. The generalization of "strong-collision" model is made in the case of indirect diffusion process being characterized by two rates of muon diffusion transitions. In this case the relaxation function for transverse muon polarization is obtained in a wide temperature region. The comparison of obtained result with the experimental data is presented.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой