

ВЛИЯНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В КОНЦЕ ТРЕКА ОТРИЦАТЕЛЬНОГО МЮОНА В ЛЕГИРОВАННОМ НЕВЫРОЖДЕННОМ КРЕМНИИ НА ПОВЕДЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ СПИНА МЮОНА

А. С. Батурин, В. Н. Горелкин, В. Р. Соловьев*

*Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 20 ноября 2003 г.

Работа посвящена созданию теоретического базиса для анализа и интерпретации результатов μ SR-экспериментов в легированных невырожденных полупроводниках при температурах меньше 50 К, когда существенно влияние кинетических процессов в конце трека торможения мюона на поведение его поляризации. Показано, что эффектами, связанными с образованием свободных электронов и дырок в твердотельной плазме в конце трека мюона можно объяснить саму возможность наблюдения прецессии спина отрицательного мюона на мюонной частоте в легированных невырожденных полупроводниках при низких температурах. Уравнения Вангснесса – Блоха обобщены на случай изменяющихся во времени параметров. Разработанная на основе этих обобщенных уравнений теория позволила более корректно интерпретировать имеющиеся экспериментальные результаты μ SR-исследований полупроводников с помощью отрицательных мюонов. Показано, что μ SR-метод позволяет получить информацию о сечениях обменного рассеяния электронов и дырок на примесных центрах в области энергий, недоступных другим методам измерения, а также оценить сечение захвата на уединенный заряженный кулоновский центр практически при любых концентрациях носителей зарядов и температурах. В условиях, когда дебаевский радиус больше среднего расстояния между заряженными частицами, но меньше радиуса Томсона, сечение захвата (рекомбинации) описывается качественно иной зависимостью от температуры, чем предсказывает существующая в настоящее время теория.

PACS: 72.25.Rb, 71.55.Cn, 75.20.-g

1. ВВЕДЕНИЕ

Затормозившийся в кремнии отрицательный мюон захватывается на близкую к ядру кремния орбиту, уменьшает эффективный заряд ядра на единицу и, тем самым, образует так называемый мюонный атом алюминия μ Al, остающийся в узле решетки и являющийся акцепторным центром в кремниевом полупроводнике со структурой алмаза [1]. В процессе торможения и захвата мюона образуются ионы, электроны и дырки, формирующие область твердотельной плазмы в конце трека мюона.

Как и в чистом полупроводнике, в кремнии n -типа существуют состояния акцепторного центра двух типов: нейтральное парамагнитное μ Al⁰ (p) и отрицательно заряженное диамагнитное μ Al⁻ (d). В

кремнии n -типа диамагнитное состояние энергетически более выгодно и образуется преимущественно из парамагнитного в результате захвата электрона. В публикациях по μ SR-исследованиям эти два состояния, или сорта, систем обычно называют фракциями.

Для диамагнитного состояния электронный момент оболочки акцепторного центра равен нулю, поэтому наблюдается прецессия на частоте свободного мюона $\omega_d = \omega_\mu$ с практически не затухающей амплитудой.

В парамагнитном состоянии электронный момент j оболочки акцепторного центра отличен от нуля ($j = 3/2$ для μ Al⁰). В условиях экспериментов [2–11] скорость релаксации электронного момента оболочки акцепторного центра ν_e много больше эффективной постоянной сверхтонкой структуры A ,

*E-mail: baturin@lafet.mipt.ru

поэтому сверхтонкое взаимодействие электронного момента со спином мюона (ядра акцепторного центра) приводит к сдвигу частоты прецессии спина мюона $\omega_p = \omega_\mu + \delta\omega$ во внешнем магнитном поле относительно частоты прецессии свободного мюона ω_μ .

Затухание прецессии для акцепторного центра в парамагнитном состоянии обусловлено двумя процессами. Во-первых, возможна релаксация электронного момента оболочки акцепторного центра при взаимодействии с фононами решетки, за счет обменного взаимодействия акцепторного центра с соседними неионизованными примесями и обменного рассеяния свободных носителей. Вторая причина, приводящая к уменьшению амплитуды прецессии мюонной поляризации в парамагнитном состоянии, связана с переходом акцепторного центра из парамагнитного в диамагнитное состояние, характеризуемым скоростью ν_{tr} .

Сдвиг частоты прецессии мюона измерен μ SR-методом в образцах кремния с различными концентрациями легирующих примесей [2–11]. В экспериментах одновременно со сдвигом частоты измеряется скорость затухания амплитуды прецессии и сама амплитуда. Вся эта информация содержится в набираемой в процессе эксперимента временной гистограмме числа распадов мюона, называемой μ SR-сигналом. При анализе экспериментальных данных следует иметь в виду, что в магнитных полях порядка 1 кГс характерное значение частоты прецессии спина мюона порядка 10^8 с^{-1} , поэтому «начальный» момент времени для μ SR-эксперимента приблизительно равен 10^{-8} с относительно момента образования μAl .

Обработка экспериментальных данных обычно проводится на основе описывающих изменение поляризации спина мюона уравнений Вангснесса–Блоха в предположении, что скорость релаксации электронного момента ν_e и скорость перехода ν_{tr} постоянны во времени [7]. В образующейся в области локализации мюона твердотельной плазме величины ν_e и ν_{tr} зависят от нестационарной концентрации электронов и дырок. В связи с этим для корректной интерпретации всей совокупности экспериментальных результатов требуется учет кинетических процессов в конце трека мюона, сопровождающийся необходимостью обобщения уравнений Вангснесса–Блоха на случай, когда скорость релаксации и скорость перехода зависят от времени. Этим вопросам и посвящена данная работа в приложении к условиям μ^- SR-экспериментов в невырожденных легированных образцах кремния.

2. ОБОБЩЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ВАНГСНЕССА – БЛОХА

С самого начала сделаем терминологическое замечание, что под уравнениями Вангснесса–Блоха подразумеваются линейные уравнения, описывающие релаксацию квантовомеханической системы, выведенные в предположении отсутствия обратного действия системы на термостат (решетку). Этот вывод основан на методе случайных траекторий и выходит за рамки теории возмущений. В общем случае поведение поляризаций $P_i(a, t)$, описывающих систему сорта a , задается системой уравнений Корста [12], с которой проще всего ознакомиться в монографии [13]:

$$\frac{d}{dt}P_i(a, t) = \gamma_{ik}(a, t)P_k(a, t) - \nu(a, t)P_i(a, t) + \sum_{a' \neq a} \nu(a' \rightarrow a, t)P_i(a', t), \quad (1)$$

где

$$\nu(a, t) = \sum_{a' \neq a} \nu(a \rightarrow a', t)$$

— суммарная частота переходов из фракции a во все другие фракции, $\nu(a' \rightarrow a, t)$ — частота переходов из фракции a' во фракцию a , $\gamma_{ik}(a, t)$ — тензор, определяющий временное поведение поляризации во фракции сорта a . В частном случае прецессии на частоте ω_p вокруг направления магнитного поля, задаваемого вектором \mathbf{q} , и затухания, скорость которого различна для различных компонент поляризации и определяется тензором Λ_{ik} , тензор $\gamma_{ik}(a, t)$ имеет вид

$$\gamma_{ik} = \omega_p e_{ilk} q_l + \Lambda_{ik} - \Lambda_{ll} \delta_{ik}, \quad (2)$$

где δ_{ik} — символ Кронекера, а e_{ilk} — антисимметричный единичный тензор третьего ранга.

В общем случае индекс « i » может означать номер ортогонального оператора, перед которым стоит коэффициент $P_i(a, t)$ при разложении матрицы плотности системы сорта a по этим операторам.

Если нет переходов между фракциями $\nu(a' \rightarrow a, t) = 0$, из уравнения (1) следует, что эволюция поляризации $P_i(a, t)$ во фракции каждого сорта a определяется линейным уравнением

$$\frac{dP_i(a, t)}{dt} = \gamma_{ik}(a, t)P_k(a, t), \quad (3)$$

общее решение которого можно представить в виде

$$P_i(a, t) = \mu_{ik}(a, t, t')P_k(a, t'), \quad (4)$$

где эволюционный тензор $\mu_{ik}(a, t, t')$ однозначно определяется тензором $\gamma_{ik}(a, t)$ с помощью уравнения

$$\frac{d\mu_{il}(a, t, t')}{dt} = \gamma_{ik}(a, t)\mu_{kl}(a, t, t'). \quad (5)$$

При зависящих от времени скоростях перехода $\nu(a' \rightarrow a, t)$ из фракции сорта a' во фракцию сорта a уравнение (1) представимо в интегральной форме:

$$P_i(a, t) = \exp \left\{ - \int_0^t \nu(a, \tau) d\tau \right\} \mu_{ik}(a, t, 0) P_k(a, 0) + \sum_{a' \neq a} \int_0^t \exp \left\{ - \int_{t'}^t \nu(a, \tau) d\tau \right\} \mu_{ik}(a, t, t') \times \nu(a' \rightarrow a, t') P_k(a', t') dt'. \quad (6)$$

Убедиться в справедливости такого представления можно путем дифференцирования по времени уравнения (6) с учетом соотношений (4), (5).

Формулы (5) и (6) являются обобщением хорошо известных уравнений для деполяризации спина положительного мюона в атоме мюония (электронный момент $1/2$) с постоянной «частотой переворота электронного спина» ν_e . Впервые решение этих уравнений для ряда предельных случаев получено в работе [14]. Достаточно полная теория мюониевого механизма деполяризации в веществе была развита в работах [15–18]. Подробное изложение этой задачи и библиография имеются в монографии [19].

Формулы (1)–(5) пригодны для описания мюониеподобных систем с произвольным моментом электронной оболочки. Релаксационные уравнения для таких систем в случае отсутствия переходов между фракциями рассмотрены в [20]. Для акцепторного центра μAl имеются два сорта фракций: диамагнитная, где электронная оболочка, окружающая мюон, полностью заполнена, и парамагнитная с полным эффективным моментом $j = 3/2$ и константой A сверхтонкого взаимодействия между спином мюона и электронным моментом. В парамагнитной фракции при скоростях релаксации электронного момента, меньших или сравнимых с частотой сверхтонкого расщепления, описание системы должно было бы быть основано на релаксационных уравнениях, аналогичных рассмотренным в [20]. Такая ситуация реализуется в кремнии при температурах порядка нескольких кельвинов, когда экспериментально наблюдается затухание порядка периода прецессии на частоте свободного мюона. Эта ситуация на современном уровне вполне доступна экспериментальному наблюдению и теоретической обработке. Тради-

ционно, однако, экспериментально исследуются более высокие температуры, когда скорость релаксации электронного момента много больше частоты сверхтонкого расщепления. В этом случае сверхтонкие поля усредняются и прецессия спина мюона идет на частоте, сдвинутой относительно частоты прецессии в диамагнитной фракции за счет подмагничивания электронной оболочки внешним полем. В этом случае и диамагнитную, и парамагнитную фракции можно характеризовать прецессирующим вектором поляризации мюонного спина. В дальнейшем мы будем рассматривать именно этот случай, поэтому в предыдущих формулах все величины с индексами, исключая индекс сорта системы a , имеют смысл обычных декартовых векторов и тензоров.

При изотропном механизме релаксации тензор релаксации $\Lambda_{ik}(p, t)$ в выражении (2) для парамагнитной фракции задается двумя скалярными функциями: скоростью релаксации продольной $\Lambda_1(t)$ и поперечной $\Lambda_2(t)$ магнитному полю компонент поляризации спина мюона и единичным вектором q_i , направленным вдоль внешнего магнитного поля:

$$\Lambda_{ik}(p, t) = q_i q_k \Lambda_1(t) + (\delta_{ik} - q_i q_k) \Lambda_2(t). \quad (7)$$

Подставив выражение (7) в формулу (2), а затем разрешив уравнение (5), для тензора μ_{ik} получим

$$\mu_{ik}(p, t, t') = q_i q_k \exp \left(- \int_{t'}^t \Lambda_1(\tau) d\tau \right) + \{ (\delta_{ik} - q_i q_k) \cos \omega(t - t') + e_{ikl} q_l \sin \omega(t - t') \} \times \exp \left(- \int_{t'}^t \Lambda_2(\tau) d\tau \right). \quad (8)$$

В отсутствие переходов между фракциями и в случае, когда скорость релаксации электронного момента оболочки акцепторного центра в парамагнитном состоянии не зависит от времени и много больше эффективной константы сверхтонкого взаимодействия A ($\nu_e \gg A$), сдвиг частоты прецессии $\delta\omega$ и скорость затухания амплитуды прецессии парамагнитной фракции Λ_2 определяются соотношениями [21]

$$\frac{\delta\omega}{\omega_d} = -A \frac{5g_1 \mu_B \hbar}{4\mu_{\mu B} T}, \quad \Lambda_2 = \frac{5A^2}{4\nu_e} \left(1 + \frac{1}{1 + (\omega_e/\nu_e)^2} \right). \quad (9)$$

Здесь μ_B и $\mu_{\mu B}$ — магнетоны Бора соответственно для электрона и мюона, T — температура,

$\omega_e = g_1 \mu_B B / \hbar$ — частота прецессии электронного момента в магнитном поле B . В данной работе для μAl используется значение $g_1 = -0.98$ [22]. Эффективная константа сверхтонкого взаимодействия A определяется линейной комбинацией констант спинового гамильтониана [23]. Имеющиеся на сегодня данные μ^- SR-экспериментов по парамагнитному сдвигу в кремнии дают оценку $A \approx 25$ МГц, но пока не позволяют получить однозначных оценок для анизотропной и изотропной частей константы сверхтонкого взаимодействия. Получение таких данных станет возможно при исследовании зависимости парамагнитного сдвига от деформации.

При отсутствии переходов между фракциями и в случае не зависящей от времени скорости релаксации электронного момента ν_e решение (4) дает экспоненциальный характер затухания поляризации парамагнитной фракции $P_i(p, t)$ с постоянной скоростью Λ_2 . Однако зависимость концентрации носителей заряда от времени может приводить и к неэкспоненциальной зависимости релаксации поляризации мюонного спина $P_i(p, t)$, поскольку тензор релаксации $\Lambda_{ik}(p, t)$ становится функцией времени.

После захвата электрона нейтральным акцепторным центром в парамагнитном состоянии и образования диамагнитного μAl^- обратный процесс, сопровождающийся захватом дырки, не происходит ($\nu_{d \rightarrow p} = 0$), поскольку в рассматриваемом диапазоне температур ниже нескольких десятков кельвинов ширина запрещенной зоны (около 2 эВ) много больше T и концентрация дырок близка к нулю. При отсутствии обратных переходов для относительной заселенности парамагнитной фракции $w(p, t)$ справедливо уравнение

$$\frac{dw(p, t)}{dt} = -\nu_{tr}(t) w(p, t), \quad (10)$$

решение которого имеет вид

$$w(p, t) = \exp \left\{ - \int_0^t \nu_{tr}(\tau) d\tau \right\}. \quad (11)$$

Так как $\nu_{d \rightarrow p} = 0$, из общего уравнения (6) для парамагнитной фракции следует, что

$$P_i(p, t) = w(p, t) \mu_{ik}(p, t) P_k(p, 0). \quad (12)$$

Для определенности будем считать, что направление оси z совпадает с направлением внешнего магнитного поля, а начальная поляризация перпендикулярна ему и совпадает с направлением оси x . Как традиционно принято, будем называть проекцию поляризации на ось x поперечной компонентой P_\perp . С

учетом формул (8) и (11) для поперечной компоненты поляризации получим

$$P_\perp(p, t) = P_\perp(p, 0) w(p, t) F(p, t) \cos(\omega_p t), \quad (13)$$

где

$$F(p, t) = \exp \left\{ - \int_0^t \Lambda_2(\tau) d\tau \right\}.$$

Для диамагнитной фракции из общей формулы (6) получается

$$P_\perp(d, t) = P_\perp(d, 0) \cos(\omega_d t) + \int_0^t \cos(\omega_d(t-t')) \nu_{tr}(t') P_\perp(p, t') dt'. \quad (14)$$

Переход $p \rightarrow d$ дает вклад как в релаксирующую $P_\perp(p, t)$, так и в нерелаксирующую $P_\perp(d, t)$ компоненты поляризации, поэтому их амплитуды прецессии нельзя отождествлять с заселенностями соответствующих фракций.

Начальное значение поляризации в формулах (13), (14) определяется величиной концентрации донорной примеси N_d . В кремнии n -типа равновесным является диамагнитное состояние μAl^- с захваченным электроном. Если в непосредственной близости от μAl акцепторного центра находится донор, то пара донор-акцептор может быть выгодно перейти в состояние, когда донор отдаст свой электрон, а акцептор образуется в диамагнитном состоянии μAl^- . Расстояние R между донором и акцептором, при котором образуется донор-акцепторная пара, находится из условия, что энергия взаимодействия электрона с акцепторным центром сравнима с энергией ионизации донора [24]. Для кремния оценка дает $R \approx 10^{-8} / \varepsilon_d$ см, где ε_d — энергия ионизации донора в эВ. Вероятность донору попасть внутрь сферы радиуса R и, тем самым, образовать μAl^- в диамагнитной фракции, что соответствует начальной поляризации $P_\perp(d, 0)$, равна

$$P_\perp(d, 0) = 1 - \exp \left(- \frac{4}{3} \pi R^3 N_d \right). \quad (15)$$

Соответственно,

$$P_\perp(p, 0) = 1 - P_\perp(d, 0). \quad (16)$$

3. ПОВЕДЕНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ ПОЛЮ ПОЛЯРИЗАЦИИ СПИНА МЮОНА ПРИ ПОСТОЯННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ

Рассмотрим решение полученных в предыдущем разделе уравнений общего вида для частного слу-

чая не зависящих от времени скорости перехода ν_{tr} и скорости релаксации Λ_2 , а также прецессии спина мюона в поперечном магнитном поле, так как в настоящее время именно такая прецессия экспериментально изучена наиболее полно [2–11].

Впервые формулы, описывающие поведение поперечной поляризации $P_{\perp}(t)$, были получены в работе [7]:

$$P_{\perp}(t) = P_1 \exp(-(\nu_{tr} + \Lambda_2)t) \times \cos(\omega_p t + \varphi_1) + P_2 \cos(\omega_d t + \varphi_2). \quad (17)$$

Амплитуды затухающей P_1 и нерелаксирующей P_2 компонент в μSR -сигнале связаны с начальной поляризацией в диамагнитной фракции $P_0 \equiv P_{\perp}(d, 0)$, скоростью перехода ν_{tr} и разностью частот $\delta\omega = \omega_p - \omega_d$ соотношениями

$$P_1 = (1 - P_0) \sqrt{\frac{\Lambda_2^2 + \delta\omega^2}{(\nu_{tr} + \Lambda_2)^2 + \delta\omega^2}}, \quad (18)$$

$$P_2 = \sqrt{\frac{(P_0\Lambda_2 + \nu_{tr})^2 + P_0^2\delta\omega^2}{(\nu_{tr} + \Lambda_2)^2 + \delta\omega^2}},$$

а фазы соответствующих компонент определяются выражениями

$$\text{tg } \varphi_1 = \frac{-\nu_{tr}\delta\omega}{\nu_{tr}\Lambda_2 + \Lambda_2^2 + \delta\omega^2}, \quad (19)$$

$$\text{tg } \varphi_2 = \frac{(1 - P_0)\nu_{tr}\delta\omega}{(\nu_{tr}\Lambda_2 + \Lambda_2^2 + \delta\omega^2)P_0 + \nu_{tr}\Lambda_2 + \nu_{tr}^2}.$$

Парамагнитный сдвиг $\delta\omega$ в соответствии с формулой (9) зависит только от температуры T и магнитного поля B (так как частота ω_d пропорциональна магнитному полю). Скорость релаксации мюонного момента Λ_2 , согласно выражению (9), определяется скоростью релаксации момента электронной оболочки ν_e и частотой прецессии электронного момента, ω_e . Релаксация электронного момента обусловлена взаимодействием с фононами CT^q и двумя типами обменного взаимодействия:

$$\nu_e(T) = CT^q + \nu_0 + \sigma_{ex}v_T(T)n(T). \quad (20)$$

Параметры первого слагаемого, описывающего фононный механизм релаксации, $C \approx 7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ и $q \approx 3$, следуют из данных эксперимента [10]. Приведенная там оценка $q \approx 3$ справедлива только в области температур менее 30 К. Уже при температуре примерно 20 К скорость релаксации электронного момента становится сравнимой с частотой прецессии электронов ω_e , и, следовательно, при выполнении закона T^3 парамагнитный сдвиг при более высоких

температурах не мог бы наблюдаться в принципе из-за того что $\nu_e > \omega_e$ [1].

Второе слагаемое ν_0 учитывает обменное взаимодействие акцепторного центра с соседними неинтерактирующими примесями. Оно определяется концентрацией примеси и слабо зависит от температуры, что подтверждается экспериментами [8–11] в диапазоне температур $5 \text{ К} < T < 20 \text{ К}$. При концентрациях примеси меньше 10^{17} см^{-3} заметная зависимость от температуры скорости затухания поляризации свидетельствует о том, что вклад ν_0 в релаксацию электронного момента невелик. Величину ν_0 при большей концентрации примеси оценим из результатов экспериментов [8–11] по температурной зависимости скорости затухания мюонной поляризации. Эти результаты показывают, что скорость ν_0 взаимодействия мюонного акцепторного центра и примесного акцепторного центра порядка 10^{11} с^{-1} , и на 2 порядка меньше этой величины скорость взаимодействия мюонного акцепторного центра и примесного донорного центра. Таким образом, обменное взаимодействие мюонного акцепторного центра с донорной примесью должно быть $\nu_0 \sim 10^9 \text{ с}^{-1}$ при $N_d \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Последнее слагаемое в выражении (20) отвечает обменному рассеянию свободных носителей на электронной оболочке акцепторного центра и определяется концентрацией свободных электронов $n(T)$, сечением обменного рассеяния σ_{ex} и средней тепловой скоростью носителей $v_T(T)$ [см/с] $\approx 10^5 \sqrt{T [\text{К}]}$. В интервале температур 4–10 К величину сечения обменного рассеяния электронов на акцепторном центре можно оценить по фазовой теории, которая в пределе малых энергий столкновения $ka_B \rightarrow 0$ для модели водородоподобного атома дает [25]

$$\sigma_{ex}(T) = \frac{\pi}{k^2} \sin^2(\delta_0 - \delta_1),$$

где $k = mv_T/\hbar$ — модуль волнового вектора, δ_0 и δ_1 — соответственно синглетная и триплетная фазы рассеяния, a_B — характерный размер акцепторного центра. При $ka_B \rightarrow 0$ фазы стремятся к π линейно по k , так что $\delta_1 - \delta_0 = 3.86ka_B$ [25], и $\sigma_{ex} \approx 15\pi a_B^2$. Полагая $a_B \approx a_0 \varepsilon m_e / m_{eff} \approx 30 \text{ \AA}$ [24] ($\varepsilon = 11$ — диэлектрическая проницаемость кремния, a_0 — боровский радиус, $m_{eff} = 0.22m_e$ — эффективная масса электрона в кремнии, m_e — масса свободного электрона), получим $\sigma_{ex} \approx 4 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$, эта величина использовалась при расчетах. Выполненная оценка справедлива для обменного рассеяния электрона на донорном центре, однако для рассеяния электрона на акцепторном центре значение σ_{ex} , вычисленное с

учетом полной волновой функции акцепторного центра, может отличаться от приведенной оценки даже на порядок. Тем не менее важно отметить, что в пределе низких температур значение σ_{ex} постоянно, поэтому данную величину следует подбирать при корректном анализе эксперимента.

В чистых образцах и при малых концентрациях легирующих примесей вклад от двух последних слагаемых отсутствует. Экспериментально влияние обменного рассеяния наблюдалось в работе [11] и проявилось в отклонении температурной зависимости скорости релаксации мюонного момента Λ_2 от ожидаемого закона.

Переход из парамагнитного состояния акцепторного центра (μAl^0) в диамагнитное (μAl^-) связан с захватом электрона проводимости и характеризуется скоростью перехода

$$\nu_{tr}(T) = \kappa_{tr}n(T). \quad (21)$$

Величину $\kappa_{tr} = \sigma_{tr}v_T(T)$ называют коэффициентом захвата, который практически не зависит от температуры при $T < 100$ К [26]. Однозначные и непротиворечивые экспериментальные данные по этой величине для примесного центра Al в кремнии отсутствуют. По результатам μ SR-эксперимента [8] эта величина была оценена на уровне $2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ в диапазоне температур $4.5 \text{ К} < T < 10 \text{ К}$, что соответствует сечениям захвата $\sigma_{tr} \sim 10^{-20} - 10^{-19} \text{ см}^2$. Правильность этой оценки вызывает сомнения, так как величина σ_{tr} оказывается существенно меньше значения атомарного сечения. В данной работе используется альтернативная оценка [27] величины $\kappa_{tr} = 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ для $5 \text{ К} < T < 50 \text{ К}$, соответствующая сечению $\sigma_{tr} \sim 10^{-14} \text{ см}^2$.

Равновесную концентрацию электронов $n(T) = n_T(T)$ в невырожденных полупроводниках n -типа с удовлетворительной точностью можно аппроксимировать формулой [27]

$$n_T(T) = \frac{2N_d}{1 + \sqrt{1 + 8 \frac{N_d}{N_C(T)} \exp\left(\frac{\varepsilon_d}{kT}\right)}}, \quad (22)$$

где

$$N_C(T) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\sqrt{\pi m_{eff} k_B T}}{\pi \hbar} \right)^3,$$

ε_d — энергия ионизации примеси (39 мэВ для сурьмы и 45 мэВ для фосфора), k_B — постоянная Больцмана, N_d — концентрация донорной примеси.

Нерелаксирующая компонента в кремнии n -типа была экспериментально обнаружена в работах [6, 7] для образца с концентрацией доноров (сурьмы)

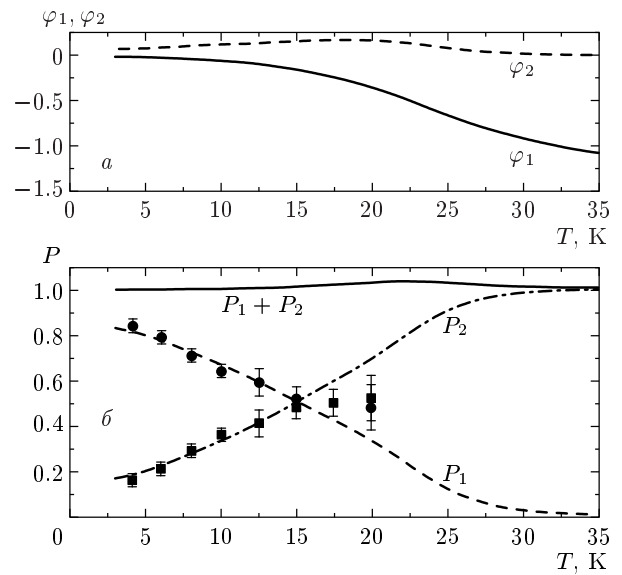


Рис. 1. а) Расчетная температурная зависимость фазы затухающей φ_1 и нерелаксирующей φ_2 компонент. б) Расчетная температурная зависимость амплитуд поляризации затухающей P_1 и нерелаксирующей P_2 компонент; расчеты выполнены для n -типа кремния с концентрацией сурьмы $[Sb] = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $B = 1 \text{ кГс}$; точки — эксперимент [6, 7]

$N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При анализе экспериментальных данных авторы [6, 7] полагали $P_0 = 0$, однако этой концентрации доноров соответствует $P_0 = 0.1$. Это согласуется с тем, что амплитуды релаксирующей и нерелаксирующей компонент поляризации (точки на рис. 1) при низкой температуре асимптотически стремятся соответственно к значениям 0.9 и 0.1. Неверный учет P_0 , как показывают проведенные расчеты, приводит к ошибке в определении Λ_2 и ν_{tr} около 10%. Кроме того, при анализе экспериментальных кривых $P_{\perp}(t)$ авторы работ [6, 7] брали в качестве подгоночного параметра величину $\delta\omega$ и определяли константу сверхтонкого взаимодействия для $N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Однако точность определения оказалась невысокой: $\delta\omega/\omega_{\mu} = (5-10) \cdot 10^{-3}$ в диапазоне температур 4–20 К. Согласно выражению (9), $\delta\omega$ не зависит от концентрации примеси N_d , а оценки величины A в [6, 7] не противоречат более точным данным, полученным при $N_d < 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В связи с этим при обработке эксперимента разумнее использовать температурную зависимость $\delta\omega$, усредненную по большому числу экспериментов в чистом и слабелегированном кремнии [28]. По этой причине в наших расчетах использовалось выраже-

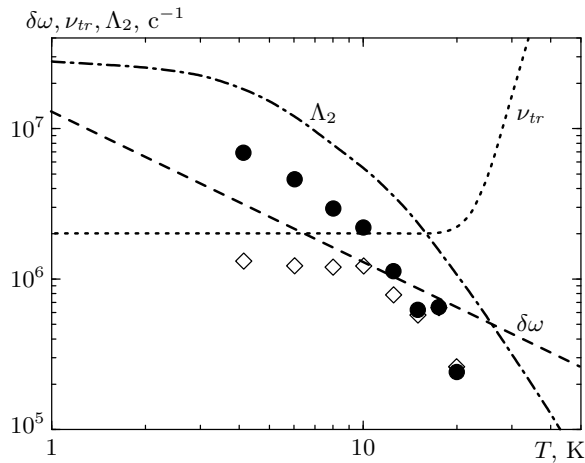


Рис. 2. Температурные зависимости парамагнитного сдвига $\delta\omega$, скорости релаксации Λ_2 (черные точки — эксперимент [6, 7]) и скорости перехода в диамагнитное состояние ν_{tr} (ромбы — эксперимент [6, 7]); условия те же, что на рис. 1

ние (9) для оценки $\delta\omega$ при $A = 25$ МГц [28].

На рис. 1 приведены температурные зависимости амплитуд поляризации P_1, P_2 и фаз прецессии φ_1, φ_2 , построенных по формулам (18), (19) с обсужденными выше значениями входящих в них величин, а также $\nu_0 = 10^9$ с⁻¹. Наклоны кривых $P_1(T)$ и $P_2(T)$ в области температур 4–10 К существенно зависят от величины ν_{tr} . Из рис. 1 следует, что при $T \approx 4$ К, когда концентрация равновесных электронов $n_T(T)$ пренебрежимо мала, $\nu_{tr}(T)$, тем не менее, не слишком малая величина, иначе $P_1(T)$ и $P_2(T)$ зависели бы от температуры слабо. Следовательно, в конце трека присутствуют неравновесные электроны, концентрация которых n_e значительно превышает равновесное значение.

Для согласования расчетных кривых с экспериментальными данными [6, 7] в интервале температур 4–10 К следует положить $n_e \kappa_{tr} \approx 2 \cdot 10^6$ с⁻¹, что при ранее обсужденной величине $\kappa_{tr} \approx 10^{-7}$ см³/с дает $n_e \approx 2 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Ход кривых в интервале более высоких температур 10–15 К в основном связан с изменением концентрации равновесных носителей $n_T(T)$, полная концентрация электронов $n(T) = n_e + n_T(T)$.

Обработка экспериментальных данных в работах [6, 7] выполнена не вполне корректно даже в рамках принятого предположения постоянства во времени скоростей ν_e, ν_{tr} . Используемое в [6, 7] условие $P_1 + P_2 = 1$, как видно на рис. 1, выполняется с хорошей точностью и не дает заметной ошиб-

ки. Но игнорирование изменения фаз φ_1 и φ_2 при $T > 15$ К, когда эти изменения значительны, приводит к неправильной интерпретации температурной зависимости амплитуд фракций и скоростей ν_{tr}, Λ_2 . Обработка экспериментальных данных [6, 7] в области температур 15–20 К с учетом формул (18), (19) должна обеспечивать совпадение с теоретическими кривыми, изображенными на рис. 1.

На рис. 2 приведены расчетные и восстановленные в работах [6, 7] зависимости $\nu_{tr}(T), \Lambda_2(T)$. Для величины Λ_2 наши результаты качественно совпадают с результатами [6, 7], а для скорости захвата ν_{tr} в области высоких температур вместо теоретически ожидаемого резкого возрастания ν_{tr} в [6, 7] получается спад, не имеющий физической интерпретации. Для того чтобы избежать подобных неточностей при восстановлении параметров ν_{tr} и Λ_2 (в частности, для области температур около 15 К, где $\nu_{tr} \sim \Lambda_2 \sim \delta\omega$), необходимо учитывать связь подгоночных параметров, которая диктуется формулами (9), (18) и (19), и использовать значение A , полученное на чистых или слабодопированных образцах.

4. ПРОЦЕСС РЕКОМБИНАЦИИ В КОНЦЕ ТРЕКА

Неравновесные электроны на конце трека мюона в образцах со значительной концентрацией примеси возникают из-за ионизации среды мюоном и ионизации примеси вторичными и каскадными оже-электронами, обладающими энергией значительно большей, чем потенциал ионизации примеси. Сечения ионизации примесей электронами с энергиями порядка 1 эВ могут превышать 10^{-10} см² [27], поэтому начальная концентрация электронов и ионизованных примесей в конце трека может быть порядка концентрации примеси [1].

В результате рекомбинации электронов на ионизованных примесях их концентрация быстро уменьшается. Этот процесс характеризуется константой рекомбинации [29]

$$K(T) [\text{см}^3/\text{с}] = \frac{3.3 \cdot 10^{-3}}{(4.9 + T [\text{K}])^2 \sqrt{T [\text{K}]}}. \quad (23)$$

Оценки показывают, что при такой величине константы рекомбинации на временах больших 10^{-8} с, уверенно наблюдаемых μSR -методом, концентрация электронов должна быть меньше концентрации $n_e \approx 2 \cdot 10^{13}$ см⁻³, полученной выше из условия согласия расчета с экспериментом. Объяснение этого расхождения заключается в том, что формула

(23) справедлива для захвата электрона на уединенный кулоновский центр, если несущественна экранировка заряда этого центра, т.е. $r_T \ll r_D$, где $r_D = \sqrt{k_B T / 4\pi e^2 n}$ — дебаевский радиус, а r_T — радиус Томсона. Радиус Томсона определяется условием $U(r_T) = k_B T$. Для неэкранированного кулоновского центра «классический» радиус Томсона $r_{Tc} = e^2 / k_B T$.

При $T = 6$ К, $n_c \approx 2 \cdot 10^{13}$ см⁻³ имеем $r_D = 7 \cdot 10^{-6}$ см, $r_{Tc} = 3 \cdot 10^{-4}$ см, $r_{Tc} > r_D$ и, соответственно, формула (23) работы [29], базирующейся на модели Томсона, требует уточнения.

За время $\tau_T [c] = 3.9 \cdot 10^{-10} \sqrt{T [K]}$ даже за счет одних только однофоновых процессов электрон, возникший в процессе торможения мюона, потеряет свою начальную энергию [29]. Поэтому на временах $t > 10^{-9}$ с все электроны термализованы и значительная доля их уже рекомбинировала с ионами примеси. В рамках модели Томсона сечение захвата (рекомбинации) пропорционально r_T^3 / l_ϵ , где $l_\epsilon = 7.5 \cdot 10^{-4}$ см — длина потери энергии [29]. Для коррекции сечения захвата потенциал притяжения следует описывать как экранированный кулоновский потенциал $U(r) = \exp(-r/r_s) e^2 / r$, где r_s — радиус экранирования. Соответственно, общепринятую константу рекомбинации (23) нужно домножить на коэффициент $\zeta(n(t, T), T)$:

$$\zeta(n, T) = \left(\frac{r_T(n, T)}{r_{Tc}(n, T)} \right)^3. \quad (24)$$

Необходимый для определения r_T радиус экранировки r_s считается дебаевским $r_s = r_D$ до тех пор, пока $r_D(n, T) > n^{-1/3}$. Если дебаевский радиус меньше расстояния между заряженными частицами, такое описание экранировки взаимодействия становится некорректным. Последовательной теории рекомбинации для этого случая нет. Поэтому, когда нарушается условие применимости теории Дебая и $e^2 n^{1/3} > T$, для оценочных расчетов в качестве радиуса экранирования для наглядности берется половина среднего расстояния между заряженными частицами $r_s = 0.5 n^{-1/3}$, что практически совпадает с радиусом ячейки Зейтца–Вигнера $(4/3\pi n)^{-1/3}$.

Корректировка (24) приводит к качественному изменению зависимости константы рекомбинации от температуры. Если $r_{Tc} > r_D$, то r_T становится порядка радиуса экранировки r_D , который пропорционален \sqrt{T} . Соответственно, в области температур и концентраций плазмы, когда $r_{Tc} > r_D$, константа рекомбинации $K(T)$ увеличивается с ростом температуры. В области $r_T < r_D$ это увеличение меня-

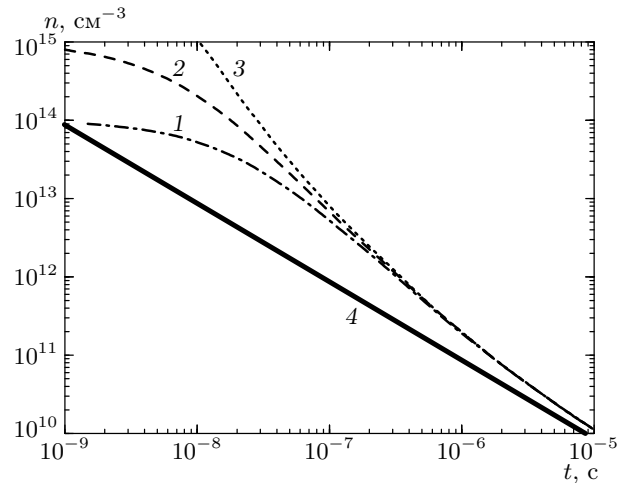


Рис. 3. Зависимость концентрации неравновесных носителей заряда в конце мюонного трека от времени: кривые 1–3 — расчет по формуле (26) соответственно для начальных концентраций электронов $n_0 = 10^{14}, 10^{15}, 10^{18}$ см⁻³; кривая 4 — расчет без учета дебаевской экранировки с $\zeta \equiv 1$; $T = 6$ К

ется на привычное убывание, связанное с тем, что $r_{Tc} \propto 1/T$.

Процесс рекомбинации описывается уравнением

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\zeta(n(t), T) K(T) (n(t) - n_T(T))^2, \quad (25)$$

которое можно разрешить относительно переменной времени:

$$t(n_0, n) = \frac{1}{K(T)} \int_n^{n_0} \frac{dn'}{\zeta(n', T) (n' - n_T(T))^2}. \quad (26)$$

Параметрическое представление $t = t(n_0, n)$ позволило свести расчеты к вычислению интегралов и получить все зависимости в виде квадратур.

На рис. 3 представлена зависимость концентрации электронов от времени, рассчитанная в рамках данной аппроксимации при $T = 6$ К и различных начальных концентрациях электронов n_0 . На рисунке видно, что на временах порядка 10^{-7} с концентрация электронов практически не зависит от величины n_0 при ее изменении в пределах 10^{14} – 10^{18} см⁻³. Для сравнения на том же рисунке приведена линия 4, соответствующая расчету без учета экранировки и являющаяся асимптотикой для более корректных расчетов. При температуре 6 К в интервале времен 10^{-8} – 10^{-6} с, обычных для μ SR-измерений, концентрацию электронов нельзя считать постоянной.

В расчетах разд. 3 концентрация неравновесных электронов к моменту времени 10^{-8} – 10^{-7} с полага-

лась равной $n_c \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Эта величина концентрации электронов была подобрана из условия совпадения угла наклона рассчитанной и экспериментально наблюдаемой зависимостей поляризации от температуры при $T < 10 \text{ К}$. Как следует из рис. 3, значение $n_c \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ попадает в интервал концентраций, реально получающихся к моменту времени 10^{-8} – 10^{-7} с . Это обстоятельство объясняет качественное согласие расчетных кривых поляризации, предполагающих постоянство n , с результатами измерений [7] (рис. 1). Однако использование модели постоянной концентрации электронов для построения температурных зависимостей $\nu_{tr}(T)$ и $\Lambda_2(T)$ в диапазоне 4–10 К теряет смысл, поскольку эти величины более чувствительны к зависящей от времени величине n , чем поляризация. При $T > 10 \text{ К}$, когда доминирующей становится равновесная концентрация электронов, определяемая выражением (22), n перестает зависеть от времени и температурное поведение величин, представленных на рис. 1 и 2, должно адекватно описывать экспериментальные результаты.

5. ВЛИЯНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ НА ПОВЕДЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ СПИНА МЮОНА

Как и прежде, полная концентрация электронов представляется в виде суммы концентраций равновесных и неравновесных электронов $n(t, T) = n_T(T) + n_c(t, T)$. Поскольку электроны достаточно быстро термализуются и их средняя энергия перестает зависеть от времени, на временах $t > 10^{-9} \text{ с}$ константу p - d -перехода акцепторного центра $\kappa_{tr} = \nu_T \sigma_{tr}$ можно считать величиной, не зависящей от времени. При энергиях, больших тепловых, сечение захвата электронов на нейтральный центр резко падает, поэтому рекомбинация электронов до момента времени 10^{-9} с маловероятна и ею можно пренебречь. Обозначим время $t_{pd} = 10^{-9} \text{ с}$ как «начальное» для процесса p - d -перехода. К этому моменту времени неравновесные носители уже термализованы, а их концентрация $n_0 = n(t_{pd})$, как следует из рис. 3, при любой из использованных в предыдущем разделе аппроксимаций лежит в пределах 10^{13} – 10^{16} см^{-3} . Именно эту концентрацию n_0 мы будем считать «начальной» для всех процессов, происходящих при $t > 10^{-9} \text{ с}$.

Вероятность $w(p, t)$ того, что акцепторный центр к моменту времени t останется в парамагнитном состоянии, можно получить, подставив (21) в выраже-

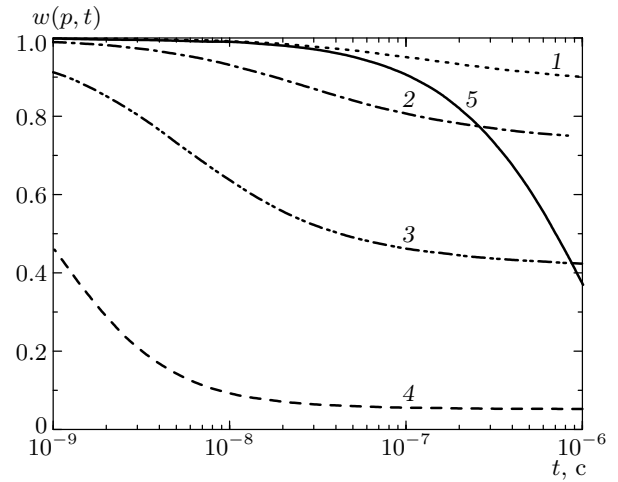


Рис. 4. Вероятность $w(p, t)$ акцепторного центра остаться нейтральным: кривые 1–4 — расчет по формулам (27) с учетом экранировки соответственно для $n_0 = 10^{13}, 10^{14}, 10^{15}, 10^{16} \text{ см}^{-3}$; кривая 5 — экспоненциальная аппроксимация [7]; $T = 6 \text{ К}$, $B = 1 \text{ кГс}$

ние (11). Учитывая, что t , согласно формуле (26), можно выразить через $n(t, T)$, получим

$$w(p, t(n_0, n)) = w_p(n_0, n) = \exp \left\{ -\frac{\kappa_{tr}}{K(T)} \int_n^{n_0} \frac{n' dn'}{\zeta(n', T)(n' - n_T(T))^2} \right\}. \quad (27)$$

Формула (27) справедлива при условии $n(t, T) > n_T(T)$. При $t > t(n_0, n_T(T))$ концентрация свободных электронов достигает своего равновесного теплового значения и больше не изменяется. Дальнейшее поведение поляризации описывается формулами разд. 3.

Выражение (27) при учете экранирования требует численного интегрирования. Для сравнения приведем аналитическую формулу, которую можно получить, игнорируя эффект экранировки и полагая $n(t, T) \gg n_T(T)$:

$$w(p, t) = \exp \left(-\kappa_{tr}(T) \left\{ n_T(T)t + \frac{\ln(n_0 K(T)t + 1)}{K(T)} \right\} \right). \quad (28)$$

Зависимость $w(p, t)$ должна заменить экспоненциальный множитель в формуле (13), учитывающий вероятность переходов в диамагнитное состояние.

На рис. 4 представлены зависимости $w(p, t)$ от времени, построенные по формуле (27) при $T = 6 \text{ К}$ для различных «начальных» концентраций n_0 . Эти

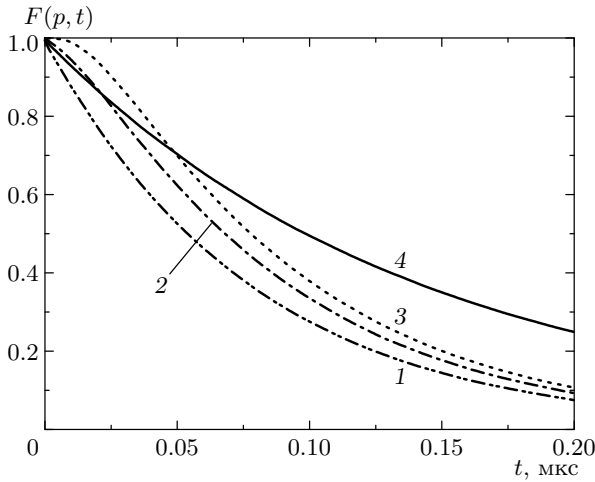


Рис. 5. Временное поведение функции $F(p, t)$ в нейтральном акцепторном центре: кривые 1–3 — расчет по формуле (29) с учетом экранировки соответственно при $n_0 = 10^{13}, 10^{15}, 10^{18} \text{ см}^{-3}$; кривая 4 — экспоненциальная зависимость с $\Lambda_2 = 7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ [7]; $T = 6 \text{ К}, B = 1 \text{ кГс}$

кривые существенно отличаются от экспоненты, использовавшейся для аппроксимации экспериментальных данных в работах [6, 7].

Полученные зависимости позволяют оценить сверху величину n_0 для условий эксперимента [6]. Поскольку при $T = 6 \text{ К}$ на временах менее 10^{-8} с экспериментально не наблюдались ни «потерянная» поляризация, ни значительное (более 10%) изменение амплитуды прецессии парамагнитной компоненты, то $n_0 < 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Поскольку $\Lambda_2(n)$ зависит от времени только через переменную концентрацию неравновесных носителей $n(t, T)$, соответствующий множитель в формуле (13) для поляризации парамагнитной фракции с помощью соотношения (26) приводится к удобному для расчетов виду

$$F(p, t(n_0, n)) = F_p(n_0, n) = \exp \left\{ -\frac{1}{K(T)} \int_n^{n_0} \frac{\Lambda_2(n', T) dn'}{\zeta(n', T)(n' - n_T(T))^2} \right\}. \quad (29)$$

Зависимость Λ_2 от n и, соответственно, от времени, согласно формуле (9), содержится в частоте $\nu_e(t, T)$, описываемой выражением (20).

Результаты расчетов «амплитуды» поляризации в парамагнитной фракции $F(p, t)$ по формуле (29) для различных значений n_0 приведены на рис. 5 при $B = 1 \text{ кГс}, T = 6 \text{ К}$. Остальные параметры

те же, что использовались при построении кривых на рис. 3 и 4. Примечательно различное временное поведение кривых вероятности акцепторного центра остаться в парамагнитном состоянии (рис. 4) и «амплитуды» поляризации в парамагнитной фракции (рис. 5). Эта разница должна позволить разделить вклады процессов p - d -перехода и релаксации спина мюона во временной ход поперечной компоненты поляризации, прецессирующей на частоте ω_p .

Для разделения вклада процессов захвата электрона и релаксации спина мюона и, тем самым, более точного восстановления сечений из результатов μSR -эксперимента нужно провести эксперименты в существенно различных магнитных полях, поскольку скорость релаксации поляризации Λ_2 зависит от B (см. формулу (9)). На временах 10^{-7} с амплитуда поляризации в «нулевом» поле отличается примерно в два раза от своего значения при $B = 1 \text{ кГс}$. Если нулевые поля для экспериментальных наблюдений окажутся неудобными, то можно сравнить результаты в полях 500 и 1500 Гс, которые должны различаться примерно на 30%. Такая точность в определении амплитуд вполне доступна современному μSR -эксперименту.

Вклад диамагнитной фракции в сигнал прецессии на частоте ω_p оказывается малым. Приведем для сравнения результаты расчета поведения поляризации в диамагнитной фракции по формуле

$$P_{\perp}(d, t(n_0, n)) = P_{\perp}(d, 0) \cos(\omega_d t(n_0, n)) + P_{\perp}(p, 0) \{ \text{Re}[J(n_0, n)] \cos(\omega_d t(n_0, n)) + \text{Im}[J(n_0, n)] \sin(\omega_d t(n_0, n)) \}, \quad (30)$$

где

$$J(n_0, n) = \int_n^{n_0} \frac{\kappa_{tr} n' \exp(i\omega_d t(n_0, n'))}{(n' - n_T(T))^2 \zeta(n', T) K(T)} \times \times w_p(n_0, n') F_p(n_0, n') \cos(\omega_p t(n_0, n')) dn',$$

которая следует из (14) после замены $\cos(\omega_d(t - t'))$ на произведение косинусов и синусов. Временное поведение коэффициентов $\text{Re}[J(n_0, t(n_0, n))]$ и $\text{Im}[J(n_0, t(n_0, n))]$, построенное с помощью соотношений (28) и (29), представлено на рис. 6. Отметим, что при данных условиях вклад второго слагаемого в формуле (30) несуществен для оцененных выше концентраций $n_0 < 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Сравнение временного поведения суммарной поляризации, рассчитанной для $T = 6 \text{ К}$ по приведенным выше формулам, в образце кремния с концентрацией сурьмы $N_d = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ с эксперименталь-

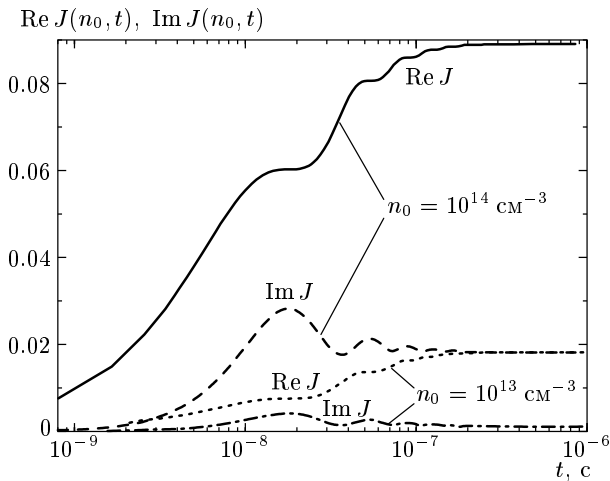


Рис. 6. Зависимость действительной и мнимой частей $J(n_0, t)$ от времени при $n_0 = 10^{13}, 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для $T = 6 \text{ К}$, $B = 1 \text{ кГс}$

ными точками и аппроксимационной кривой работы [7] показало, что в пределах экспериментальных ошибок обе кривые практически совпадают друг с другом и с экспериментальными данными. Однако, как было показано выше, ни экспоненциальной зависимости от времени вероятности пребывания акцепторного центра в парамагнитной фракции, ни экспоненциальной релаксации, как предполагалось в [7] при построении аппроксимирующей кривой, в рассматриваемом образце нет. Совпадение аппроксимирующей кривой с экспериментальными данными в работе [7] получено за счет использования достаточного количества подгоночных параметров, при этом величины $\nu_{tr}(T)$ и $\Lambda_2(T)$ приобретают реальный физический смысл только при температурах выше 15 К, когда равновесная концентрация электронов $n_T(T) \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ становится сравнимой с их неравновесной концентрацией (см. рис. 3) и концентрация электронов перестает зависеть от времени. В этом плане наша интерпретация экспериментальных данных на базе переменной концентрации неравновесных носителей представляется более обоснованной, ибо все ее элементы имеют реальный физический смысл.

Таким образом, учет концентрации неравновесных носителей в плазме трека мюона и ее изменения во времени дают возможность аппроксимировать экспериментальные данные по поляризации спина мюона для легированных образцов кремния при низких температурах (ниже 15 К) и восстановить из этих данных порядок величин κ_{tr} , σ_{ex} и n_0 .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эффектами, связанными с трековыми свободными носителями, вызывающими переход из парамагнитной в диамагнитную фракцию, можно объяснить саму возможность наблюдения прецессии спина отрицательного мюона на мюонной частоте в легированных невырожденных полупроводниках при низких температурах.

Выполненное обобщение уравнений Вангнесса–Блоха позволяет описывать поведение поляризации спина мюона в условиях переменной плотности электронов в конце мюонного трека, а проводимый на их основе анализ дает более корректную интерпретацию имеющихся экспериментальных результатов μSR -исследований полупроводников с помощью отрицательных мюонов.

В невырожденных полупроводниках μSR -метод позволяет восстановить порядок величины сечений захвата электрона на акцепторный центр и на уединенный заряженный кулоновский центр, а также получить информацию о сечениях обменного рассеяния электронов и дырок на примесных центрах для очень малых энергий, недоступных прямым методам измерения.

Для получения μSR -методом полезной информации о кинетических процессах в области локализации мюона аппроксимирующую функцию для поляризации следует строить на базе действительно постоянных во времени параметров. То есть не на скоростях перехода ν_{tr} и релаксации поляризации Λ_2 , как это делалось до сих пор, а на константе захвата электрона акцепторным центром κ_{tr} и сечений спин-обменного рассеяния σ_{ex} . При этом скорость релаксации электронного момента акцепторного центра за счет фононов следует характеризовать параметрами, получаемыми из экспериментов на образцах с меньшей концентрацией примесей.

Брать в качестве подгоночного параметра для легированных образцов величину парамагнитного сдвига также не имеет смысла, так как при концентрациях примеси порядка 10^{18} см^{-3} наблюдается парамагнитный сдвиг того же порядка, что и в чистых образцах. Нет серьезных оснований полагать, что в невырожденном полупроводнике величина константы сверхтонкого взаимодействия A , а с ней и величина парамагнитного сдвига, сильно меняются при изменении концентрации примеси. Величина A может меняться, если в образце имеются значительные внутренние деформации, роль которых требует дополнительного осмысления.

В условиях, когда дебаевский радиус в твердо-

тельной плазме трека мюона больше среднего расстояния между заряженными частицами, из измерений затухания амплитуды поляризации спина мюона и соотношения амплитуд поляризаций различных фракций можно восстанавливать концентрационную зависимость «константы» рекомбинации на примеси в твердотельной полупроводниковой плазме. Если при этом дебаевский радиус оказывается меньше радиуса Томсона, то необходимо построение новой теории рекомбинации электрона и иона. В данной статье представлена качественная оценка изменения константы рекомбинации в указанном случае. Последовательная теория пока не разработана, но экспериментальное исследование этой проблемы μ^- SR-методом может оказаться полезным для ее создания.

В этой статье мы ограничились обсуждением результатов μ SR-экспериментов в невырожденном легированном кремнии, поскольку этот случай пока что лучше всего исследован μ SR-методом. Первые эксперименты с сильно легированными образцами кремния в области перехода к металлической проводимости [10, 11] также требуют более глубокого осмысления и корректной интерпретации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 02-02-16370-а, 02-02-16881-а) и Министерства образования РФ (программа «Университеты России», грант УР.01.01.015), которым авторы выражают свою благодарность.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. N. Gorelkin, T. N. Mamedov, and D. V. Rubtsov, *Nур. Int. (C)* **1**, 191 (1996).
2. В. Н. Горелкин, В. Г. Гребенник, К. И. Грицай и др., *ЯФ* **56**, 29 (1993).
3. T. N. Mamedov, V. N. Duginov, V. G. Grebennik et al., *Nурefine Interact.* **86**, 717 (1994).
4. Т. Н. Мамедов, В. Н. Горелкин, В. Г. Гребенник и др., *Письма в ЖЭТФ* **63**, 539 (1996).
5. T. N. Mamedov, I. L. Chaplygin, V. N. Duginov et al., *Nурefine Interact.* **105**, 345 (1997).
6. Т. Н. Мамедов, В. Н. Дугинов, Д. Герлах и др., *Письма в ЖЭТФ* **68**, 64 (1998).
7. T. N. Mamedov, I. L. Chaplygin, V. N. Duginov et al., *J. Phys.: Cond. Matter* **11**, 2849 (1999).
8. Т. Н. Мамедов, Д. Г. Андрианов, Д. Герлах и др., *Письма в ЖЭТФ* **71**, 637 (2000).
9. T. N. Mamedov, K. I. Gritsaj, A. V. Stoikov et al., *Physica B* **289–290**, 574 (2000).
10. Т. Н. Мамедов, Д. Г. Андрианов, Д. Герлах и др., *ЖЭТФ* **119**, 1159 (2001).
11. Т. Н. Мамедов, Д. Г. Андрианов, Д. Герлах и др., *Письма в ЖЭТФ* **73**, 759 (2001).
12. Н. Корст, *ТМФ* **6**, 265 (1971).
13. И. В. Александров, *Теория магнитной релаксации*, Наука, Москва (1975).
14. В. Г. Носов, И. В. Яковлева, *ЖЭТФ* **43**, 1751 (1962).
15. И. Г. Ивантер, В. П. Смилга, *ЖЭТФ* **54**, 559 (1968).
16. И. Г. Ивантер, В. П. Смилга, *ЖЭТФ* **55**, 1521 (1968).
17. И. Г. Ивантер, В. П. Смилга, *ЖЭТФ* **60**, 1985 (1971).
18. И. Г. Ивантер, В. П. Смилга, *ЖЭТФ* **61**, 2176 (1971).
19. В. П. Смилга, Ю. М. Белоусов, *Мюонный метод исследования вещества*, Наука, Москва (1991).
20. A. S. Baturin and V. N. Gorelkin, *Physica B* **289–290**, 578 (2000).
21. V. N. Gorelkin, T. N. Mamedov, and A. S. Baturin, *Physica B* **289–290**, 585 (2000).
22. V. A. Karasyuk, M. W. Thewald, S. An, E. C. Lighthowers, and A. S. Kaminskii, *Phys. Rev. B* **54**, 10543 (1996).
23. А. Абрагам, Б. Блини, *Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов*, Мир, Москва (1973).
24. А. М. Стоунхэм, *Теория дефектов в твердых телах*, Мир, Москва (1978).
25. Н. Мотт, Г. Месси, *Теория атомных столкновений*, Мир, Москва (1969), с. 474, 494.
26. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика*, т. III. *Квантовая механика (нерелятивистская теория)*, Наука, Москва (1989).
27. А. Милнс, *Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках*, Мир, Москва (1977).
28. Т. Н. Мамедов, А. В. Стойков, В. Н. Горелкин, *Физика элементарных частиц и атомного ядра* **33**, вып. 4, 1005 (2002).
29. В. Н. Абакумов, В. И. Перель и др., *ФТП* **12**, 3 (1978).