

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

14-2001-217

На правах рукописи  
УДК 53.082.79; 538.915

**СТОЙКОВ**  
Алексей Витальевич

**ПРИМЕНЕНИЕ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ МЮОНОВ  
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АКЦЕПТОРНЫХ ЦЕНТРОВ  
В КРЕМНИИ**

Специальность: 01.04.01 — приборы и методы  
экспериментальной физики

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 2001

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник,  
зам. руководителя отдела

Мамедов Т.Н.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
руководитель группы

Гордеев В.А.

доктор физико-математических наук,  
профессор, заведующий кафедрой

Белоусов Ю.М.

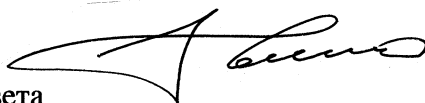
Ведущая организация: Московский государственный инженерно-физический институт (технический университет), г.Москва

Защита диссертации состоится “ \_\_\_\_\_ ” 2001 г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.06 при Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка и Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова Объединенного института ядерных исследований (141980, г.Дубна, Московская область).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан “ \_\_\_\_\_ ” 2001 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета



Попеко А.Г.

# Общая характеристика работы

## Актуальность темы

Важность исследования примесных состояний была понята еще на заре развития физики полупроводников. Было установлено, что электрические и оптические свойства полупроводников определяются примесями и другими дефектами их кристаллической структуры. В основе достижений современной микро- и оптоэлектроники лежат накопленный уровень знаний о структуре и свойствах примесных центров и возможности современной технологии, позволяющей выращивать полупроводниковые кристаллы с контролируемым содержанием примесей в широком диапазоне изменения их концентраций.

Несмотря на то, что за несколько десятков лет накоплено огромное количество экспериментальных данных о различных примесях и дефектах в полупроводниках, мелкие акцепторные центры в полупроводниках с кристаллической структурой алмаза (кремний, германий, алмаз и т.д.) до сих пор мало изучены, как экспериментально, так и теоретически [1–3].

Основные трудности теоретических исследований акцепторных примесей в алмазоподобных полупроводниках обусловлены структурой валентной зоны данных полупроводников: верхний край валентной зоны находится при  $k = 0$  и зона четырехкратно вырождена в этой точке.

Применение метода электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), сыгравшего ключевую роль в исследованиях различных парамагнитных примесей в полупроводниках, в случае мелких акцепторных центров в алмазоподобных полупроводниках ограничено вследствие высокой скорости релаксации магнитного момента акцептора и уширения ЭПР-линии из-за вырождения основного состояния акцепторной примеси и случайных остаточных деформаций в кристалле [4].

На возможность и перспективность применения отрицательных мюонов для исследования акцепторных центров в таких полупроводниках, как кремний, германий, алмаз, было обращено внимание в ряде работ (см., например, [5]). При захвате отрицательного мюона атомом полупроводника образуется мюонный атом, который моделирует поведение акцепторной примеси. Поведение остаточной поляризации отрицательного мюона в 1S-состоянии мюонного атома определяется состоянием электронной оболочки данного атома и его взаимодействием со средой. Эволюция поляризации спина  $\mu^-$  может быть изучена с использованием методики  $\mu$ SR-эксперимента [6] ( $\mu$ SR – Muon Spin Rotation, Relaxation, Resonance).

## Цель работы

1. Развитие метода исследования акцепторных центров в полупроводниках, основанного на использовании поляризованных отрицательных мюонов.

Применение отрицательных мюонов для изучения взаимодействий акцепторной примеси алюминия в кристаллическом кремнии в широком диапазоне изменения концентраций примеси ( $10^{12} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) и диапазоне температур 4.2 – 300 К.

- Определение величины константы сверхтонкого взаимодействия в акцептор-

ном центре, образованном атомом алюминия в кремнии;

- Исследование механизмов релаксации магнитного момента акцепторного центра Al в Si;
- Определение скорости захвата электронов зоны проводимости нейтральным атомом алюминия в кремнии.

2. Изучение возможности использования пучков “поверхностных” мюонов, имеющих высокую примесь позитронов, для проведения исследований по  $\mu$ SR-методике.

Создание  $\mu$ SR-спектрометра для работы на пучке “поверхностных” мюонов фазотрона Лаборатории Ядерных Проблем Объединенного Института Ядерных Исследований (ЛЯП ОИЯИ).

### **Научная новизна**

1. Впервые экспериментально продемонстрирована возможность применения поляризованных отрицательных мюонов для исследования акцепторных центров в полупроводниках.

2. Впервые определена константа сверхтонкого взаимодействия в акцепторном центре, образованном атомом Al в Si.

3. Впервые в широком диапазоне температур и концентраций примеси исследованы механизмы релаксации магнитного момента акцепторного центра Al в Si.

### **Практическая ценность**

1. Существенно дополнены известные на сегодняшний день экспериментальные данные о поведении мелких акцепторов в полупроводниках с кристаллической структурой алмаза.

2. Создан  $\mu$ SR-спектрометр, позволяющий проводить исследования на пучке “поверхностных” мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ.

### **Апшробация работы**

Результаты диссертационной работы были представлены на международной конференции по конденсированным средам (Baveno-Stresa, Италия, 1996),  $\mu$ SR-конференциях (Nikko, Япония, 1996) и (Les Diablerets, Швейцария, 1999), докладывались на  $\mu$ SR-семинарах, проводимых в рамках Зимних школ ПИЯФ по ядерной физике в 1998 – 2001 гг, на семинарах Отдела физики промежуточных энергий ЛЯП.

### **Публикации**

По результатам диссертации опубликовано 6 работ.

### **Структура диссертации**

Диссертация состоит из пяти глав, введения, заключения и одного приложения. Объем диссертации 114 страниц, включая 23 рисунка, 9 таблиц и список литературы из 105 наименований.

## Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулированы ее основные цели и задачи.

В **Первой главе** изложены физические основы использования поляризованных мюонов для исследований конденсированного состояния вещества. Рассмотрены особенности поведения  $\mu^-$  в среде: атомный захват и формирование мюонного атома, деполяризация мюона при девозбуждении мюонного атома. Рассмотрен вопрос о формировании акцепторного центра при имплантации отрицательного мюона в кремний.

$\mu^-$ , имплантированный в среду, испытывает притяжение в кулоновском поле атомных ядер и захватывается на одну из высоколежащих атомных орбит – формируется мюонный атом. За время менее  $10^{-10}$  с, мюон, совершая Оже- и радиационные переходы, достигает основного состояния в мюонном атоме. Радиус орбиты мюона на К-оболочке мюонного атома примерно в  $m_\mu/m_e \approx 207$  раз меньше радиуса орбиты 1S-электрона. Отрицательный мюон экранирует единицу заряда ядра, и электронная оболочка такого атома аналогична электронной оболочке атома с зарядом ядра  $(Z-1)$ , где  $Z$  – заряд исходного ядра, а система  $(Z+\mu^-)$  может рассматриваться как псевдоядро мюонного атома. В случае бесспинового ядра  $Z$ , псевдоядро  $(Z+\mu^-)$  обладает спином, равным спину мюона, а его поляризация определяется поляризацией мюона на К-оболочке. Эволюция поляризации  $\mu^-$  во времени обусловлена сверхтонким взаимодействием в мюонном атоме и взаимодействиями мюонного атома со средой.

При имплантации  $\mu^-$  в кремний, образовавшийся мюонный атом является химическим аналогом атома алюминия –  ${}_\mu\text{Al}$ . Время существования атома  ${}_\mu\text{Al}$  определяется временем жизни  $\mu^-$  на К-оболочке атома Si и составляет  $\approx 760$  нс.

Известно, что трехвалентный атом Al является акцепторной примесью в кремнии: при замещении атома Si в узле кристаллической решетки образуется мелкий акцепторный центр, представляющий собой связанное состояние отрицательно заряженного атома примеси и положительно заряженной дырки. Энергия ионизации акцепторного центра Al в Si составляет  $E_{\text{Al}} = 68$  мэВ. В неионизованном состоянии ( ${}_\mu\text{Al}^0$ ) электронная оболочка акцепторного центра парамагнитна, в ионизованном ( ${}_\mu\text{Al}^-$ ) – диамагнитна. Теоретические оценки [7] показывают, что при имплантации  $\mu^-$  в Si парамагнитный акцепторный центр  ${}_\mu\text{Al}^0$  формируется за время менее  $10^{-8}$  с при  $T \lesssim 30$  К.

Во **Второй главе** излагаются основы “традиционной” методики постановки  $\mu\text{SR}$ -эксперимента – спектроскопии временных интервалов. Проведено сравнение основных технических характеристик спектрометров МЮСПИН, LFQ и GPD, использованных для проведения измерений. Более подробно рассмотрена конструкция спектрометра МЮСПИН, работающего на высокоэнергетичном пучке мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ. Изложена методика обработки  $\mu^-$ -SR-спектров.

В реальных условиях проведения эксперимента часть мюонов, помимо образца,

останавливается в материалах криостата и в сцинтилляционных счетчиках и также дает вклад в  $\mu^-$ -SR-спектр. Поскольку время жизни  $\mu^-$  на К-оболочке мюонного атома зависит от заряда атомного ядра, то дифференциальный по времени спектр  $\mu^- \rightarrow e^-$  распада представляет собой сумму нескольких распадных экспонент:

$$N(t) = \sum_X N_X(0) e^{-t/\tau_X} (1 + \alpha_X P_X(t)) + B(t), \quad (1)$$

где  $N_X(0)$ ,  $\tau_X$ ,  $\alpha_X$  и  $P_X(t)$  – соответственно, счет в нулевом канале гистограммы, время жизни, коэффициент асимметрии электронов распада, зависящий от энергетического порога и телесного угла регистрации электронов распада, и проекция вектора поляризации на направление наблюдения для мюонов, захваченных атомом X;  $B(t)$  – фон, т.е не коррелированные с остановками мюонов события.

Сцинтилляционные счетчики состоят из углеводородов, криостаты изготавливаются из немагнитных материалов (медь, латунь). Соответственно, в  $\mu^-$ -SR-спектре присутствуют компоненты, обусловленные захватом мюонов углеродом и медью (см. рис. 1).

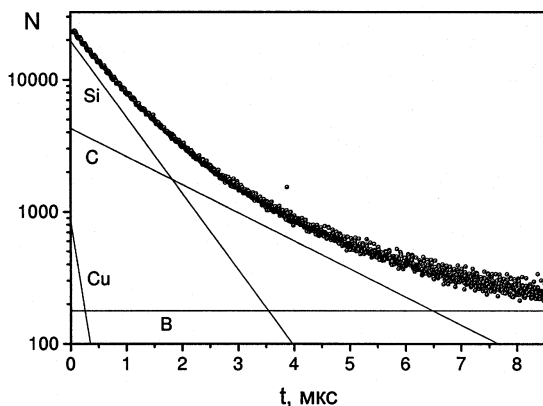


Рис. 1:  $\mu^-$ -SR-спектр в кремнии с концентрацией примеси фосфора  $1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  в поперечном магнитном поле 800 Гс при температуре 300 К (прямыми линиями показаны вклады в спектр различных компонентов)

Параметры функции поляризации отрицательных мюонов в кремнии определялись фитированием (по методу наименьших квадратов) полученных  $\mu^-$ -SR-гистограмм функцией (1), при этом время жизни  $\mu^-$  в Si, Cu и C фиксировалось по среднему значению экспериментальных данных [8] (760, 167 и 2030 нс соответственно).

При обработке экспериментальных данных функция поляризации для кремния записывалась в виде:

$$P(t) = P_0 e^{-\lambda t} \cos(\omega t + \phi) \quad (2)$$

или

$$P(t) = P_0 \left[ A_1 e^{-\bar{\lambda} t} \cos(\omega t + \phi) + A_2 \cos(\omega_0 t + \phi_0) \right], \quad (3)$$

где  $P_0$  – поляризация в нулевой момент времени (остаточная поляризация  $\mu^-$  при достижении 1S-уровня в мюонном атоме);  $A_1$  и  $A_2$  – относительные амплитуды релаксирующего и нерелаксирующего компонентов поляризации:  $A_1 = \lambda / (\lambda + \nu_{tr})$ ,  $A_2 = \nu_{tr} / (\lambda + \nu_{tr})$ ;  $\bar{\lambda} = \lambda + \nu_{tr}$ ,  $\lambda$  – скорость релаксации спина мюона в парамагнитном состоянии акцепторного центра;  $\nu_{tr}$  – скорость ионизации акцепторного центра;  $\omega$ ,  $\phi$  ( $\omega_0$ ,  $\phi_0$ ) – частота и начальная фаза прецессии для релаксирующего (нерелаксирующего) компонента поляризации. Двухкомпонентная функция поляризации (3) использовалась при обработке экспериментальных данных для сильно легированных образцов n-типа кремния, в остальных случаях использовалась однокомпонентная функция поляризации (2).

В Третьей главе дается представление о мелких примесных центрах в полупроводниках IV группы, рассматриваются теоретические и экспериментальные методы их изучения. Анализируется современное состояние исследований мелких акцепторов в кремнии, приводится обоснование применения  $\mu^-$ -SR-метода для их изучения.

Впервые экспериментальное доказательство существования парамагнитного состояния  $\mu$ -Al-акцептора в кремнии было получено в работе [9]. Изучалось поведение поляризации  $\mu^-$  в кристаллическом кремнии p-типа (концентрация примеси бора  $[B]=2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) в поперечном магнитном поле 800 Гс в диапазоне температур 4.2 – 300 К. Во всем температурном диапазоне наблюдалась прецессия спина мюона на частоте, близкой к частоте прецессии спина свободного мюона. Амплитуда прецессии в начальный момент времени  $\alpha P_0 = \alpha P(t=0)$  не зависела от температуры и примерно соответствовала максимально возможной (исходя из каскадной теории деполяризации) поляризации  $\mu^-$  на К-оболочке атома Si. При температурах ниже  $\sim 30$  К была обнаружена релаксация спина мюона (затухание амплитуды прецессии), скорость релаксации  $\lambda$  возрастала с понижением температуры примерно как  $\lambda \sim T^{-3}$ . Релаксация спина мюона и близкая к частоте свободного спина частота его прецессии свидетельствовали о том, что, по крайней мере при  $T \lesssim 30$  К, электронная оболочка акцепторного центра парамагнитна –  $\mu$ -Al<sup>0</sup>.

Впервые парамагнитный сдвиг частоты прецессии  $\mu^-$  в кремнии был обнаружен нами в образце кремния с примесью фосфора  $1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (условия проведения эксперимента были аналогичны работе [9]). При  $T \lesssim 30$  К наблюдалась (см. рис. 2) релаксация спина мюона, при этом абсолютные значения скорости релаксации и ход ее температурной зависимости примерно совпадали с результатами, полученными в [9] для p-типа кремния. Также было установлено, что частота прецессии

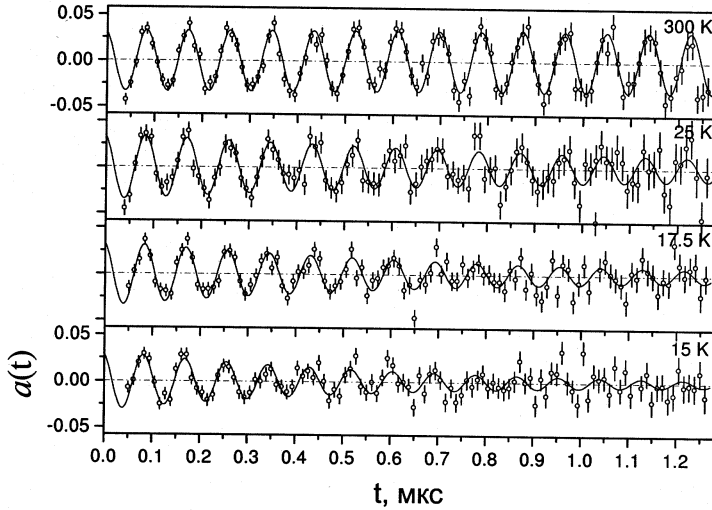


Рис. 2: Временное распределение электронов  $\mu^- \rightarrow e^-$  распада в кремнии с концентрацией примеси фосфора  $1.6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  при различных температурах. Экспериментальные данные поправлены на экспоненту распада и вычтены вклады компонент, не относящихся к Si. Сплошные линии – результат фитирования по методу наименьших квадратов

спина  $\mu^-$  при  $T \lesssim 30 \text{ K}$  несколько выше частоты прецессии при комнатной температуре. Относительный сдвиг частоты прецессии  $\Delta\omega/\omega_0$  составил порядка  $7 \cdot 10^{-3}$  при  $T = 20 \text{ K}$  ( $\Delta\omega = \omega(T) - \omega_0$ ,  $\omega_0 = \omega(300 \text{ K})$ ).

Обнаружение релаксации и сдвига частоты прецессии спина  $\mu^-$  при низких температурах в Si положили начало дальнейшим исследованиям акцепторных центров в полупроводниках с использованием отрицательных мюонов.

Связь между параметрами, характеризующими магнитные взаимодействия мелкого акцепторного центра ( $\nu$  – скорость релаксации магнитного момента,  $A$  – константа сверхтонкого взаимодействия) и экспериментально определяемыми параметрами поляризации спина мюона ( $\lambda$  – скорость релаксации,  $\omega$  – частота прецессии) в модели изотропного сверхтонкого взаимодействия при  $\nu \gg A/\hbar$  устанавливается соотношениями [10]:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{g\mu_B}{2\mu_B^\mu} \cdot \frac{J(J+1)A}{3k_B T} + \frac{(A/\hbar)^2}{2(\nu^2 + \omega_c^2)}, \quad (4)$$

$$\lambda = \frac{J(J+1)}{3} \left( \frac{(A/\hbar)^2}{\nu} + \frac{(A/\hbar)^2 \nu}{\nu^2 + \omega_c^2} \right), \quad (5)$$



где  $\Delta\omega = \omega(T) - \omega_0$  ( $\omega_0$  – угловая частота прецессии спина мюона в диамагнитном состоянии мюонного атома);  $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  – постоянная Планка;  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $\mu_B$  и  $\mu_B^\mu$  – магнетон Бора для электрона и мюона соответственно;  $g$  –  $g$ -фактор акцепторного центра;  $\omega_c = g\mu_B B/\hbar$  – угловая частота прецессии магнитного момента электронной оболочки акцепторного центра во внешнем магнитном поле  $\mathbf{B}$ ;  $T$  – температура в градусах Кельвина. Для мелкого акцепторного центра в кремнии  $J = 3/2$  [11],  $g = -1.07$  [12].

В Четвертой главе приведены результаты систематического изучения поведения остаточной поляризации отрицательных мюонов в кремнии.  $\mu^-$ -SR-измерения в диапазоне температур 4.2 – 300 К были выполнены для более чем 20 образцов кристаллического кремния легированных примесью различного типа (диапазон концентраций примесных атомов от  $\sim 10^{12}$  до  $\sim 10^{20}$  см $^{-3}$ ).

В § 4.1 на основе экспериментальных данных по температурной зависимости сдвига частоты прецессии спина  $\mu^-$  определена константа сверхтонкого взаимодействия в акцепторном центре Al в Si.

Согласно (4) вклад в сдвиг частоты прецессии спина мюона дают два слагаемых. Первое слагаемое представляет собой парамагнитную составляющую сдвига частоты прецессии, второе слагаемое имеет релаксационную природу и, как показано в диссертации, его вклад не превышает 1% величины парамагнитного сдвига частоты при  $T > 4$  К.

Экспериментальные результаты по температурной зависимости сдвига частоты прецессии спина  $\mu^-$  для образцов кремния с примесью алюминия ( $2 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ ), галлия ( $1.1 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ ), фосфора ( $2.3 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ ) и германия ( $9 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ ) представлены на рис. 3. Для всех исследованных образцов с концентрациями примесей  $n$ - и  $p$ -типа до  $2 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  и в случае образца кремния с примесью германия, величина сдвига частоты прецессии спина мюона составляет порядка  $7 \cdot 10^{-3}$  при  $T = 20$  К, а его температурная зависимость не противоречит  $1/T$ -закону Кюри. Величина константы сверхтонкого взаимодействия для мюонного атома алюминия в кремнии была получена в результате фитирования экспериментальных данных по сдвигу частоты прецессии зависимостью (4). Среднее значение константы сверхтонкого взаимодействия для образцов  $n$ - и  $p$ -типа кремния с концентрацией примеси менее  $2 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$  составило  $A/h = 26.5 \pm 2.3$  МГц (в качестве ошибки приведено средневзвешенное квадратическое отклонение полученных для различных образцов значений  $A/h$ , относительно их среднего значения). В образце кремния с примесью германия  $A/h = 23.6 \pm 1.5$  МГц.

Настоящие экспериментальные данные о величине константы сверхтонкого взаимодействия для  $\mu$ -Al-акцептора в Si –  $A(\mu\text{Al})/h = (26.5 \pm 2.3)$  МГц, для акцепторного центра Al в Si позволяют определить: а) константу сверхтонкого взаимодействия –  $A(\text{Al})$ ; б) сверхтонкое поле дырки на ядре атома Al –  $B_{\text{hf}}(\text{Al})$ ; в) в предположении, что основной вклад в сверхтонкое поле обусловлен контактным взаимодействием оценить плотность волновой функции дырки на ядре примесного атома –  $|\Psi(0)|^2(\text{Al})$ :

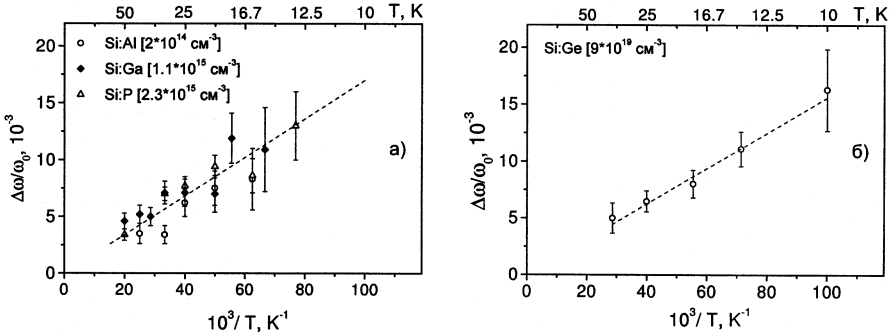


Рис. 3: Температурные зависимости сдвига частоты прецессии спина мюона: а) для образцов кремния с примесью алюминия ( $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ), галлия ( $1.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) и фосфора ( $2.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ); б) для образца кремния с примесью германия ( $9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Пунктирные прямые соответствуют зависимостям вида  $\Delta\omega/\omega_0 = C/T$ . Пунктирная прямая на рис. (а) – усредненная температурная зависимость сдвига частоты прецессии для образцов кремния p- и n-типа с концентрациями примеси до  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

$$A(\text{Al})/h = \frac{A(\mu\text{Al})}{h} \cdot \frac{\mu_N}{\mu_\mu} \cdot \frac{S_\mu}{I_N} = (-2.2 \pm 0.2) \text{ МГц} ,$$

$$B_{\text{hf}}(\text{Al}) = -\frac{A(\mu\text{Al})S_\mu J}{\mu_\mu} = (2940 \pm 270) \text{ Гс} , \quad (6)$$

$$|\Psi(0)|^2(\text{Al}) \sim \frac{3|B_{\text{hf}}(\text{Al})|}{8\pi\mu_B} = 3.8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} ,$$

где  $\mu_N$  и  $I_N$  – магнитный момент и спин ядра атома  $^{27}\text{Al}$  ( $\mu_N = +3.64\mu_B^N$ ,  $I_N = 5/2$  [13],  $\mu_B^N$  – ядерный магнетон Бора);  $\mu_\mu$  и  $S_\mu$  – магнитный момент и спин мюона.

Сравнение полученных значений  $A(\text{Al})/h$ ,  $B_{\text{hf}}(\text{Al})$  и  $|\Psi(0)|^2(\text{Al})$  с аналогичными параметрами для донора  $^{31}\text{P}$  в Si ( $A(\text{P})/h = 118 \text{ МГц}$ ,  $B_{\text{hf}}(\text{P}) = 34.2 \text{ кГц}$ ,  $|\Psi(0)|^2(\text{P}) = 0.43 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$  [14]), позволяет сделать вывод о том, что сверхтонкое взаимодействие для мелкого акцептора в Si значительно (более чем на порядок) слабее, чем для мелкого донора. Настоящий вывод подтверждается также результатами работы [15], где для мелкого акцептора  $^{11}\text{B}$  в Si была получена оценка  $B_{\text{hf}}(^{11}\text{B})/(|g|J) \approx 450 \text{ Гс}$ . Значительно более слабое сверхтонкое взаимодействие для мелких акцепторов по сравнению с мелкими донорами в кремнии, по-видимому, свидетельствует о существенном p-характере волновой функции основного состояния акцепторной примеси.

В § 4.2 на основе экспериментальных данных по  $A(\mu\text{Al})/h$  и температурной зависимости скорости релаксации спина  $\mu^-$  определен вид температурной зависимости скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра  $\mu\text{Al}$  в Si и

сделан вывод о механизмах релаксации магнитного момента акцептора.

На рисунке 4 представлены экспериментальные данные по температурной зависимости скорости релаксации спина мюона  $\lambda$  для образцов кремния с примесью алюминия ( $2 \cdot 10^{14}$ ,  $2.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) и бора ( $5.5 \cdot 10^{16}$ ,  $4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Из рисунка видно, что скорость релаксации спина мюона увеличивается при понижении температуры. Также видно, что в образцах кремния с концентрацией примеси выше  $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  имеет место ослабление температурной зависимости  $\lambda$ .

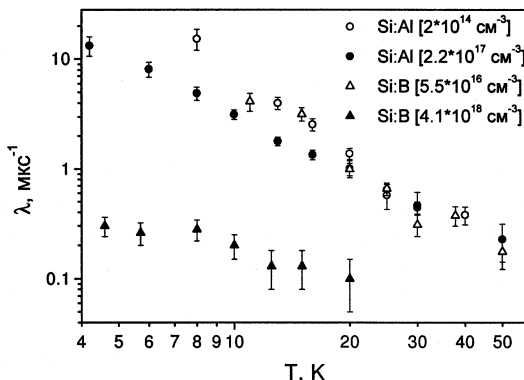


Рис. 4: Температурные зависимости скорости релаксации спина мюона для образцов кремния с примесью алюминия ( $2 \cdot 10^{14}$ ,  $2.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) и бора ( $5.5 \cdot 10^{16}$ ,  $4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ )

Релаксация спина мюона обусловлена релаксацией магнитного момента мюонного атома (акцепторного центра). Релаксация магнитного момента акцептора может быть вызвана его взаимодействием с кристаллической решеткой (спин-решеточная релаксация) и со свободными носителями заряда (спин-обменное рассеяние свободных носителей заряда на акцепторе).

Настоящие экспериментальные данные по температурной зависимости скорости релаксации спина мюона удовлетворительно описываются зависимостью (5) в предположении, что скорость релаксации магнитного момента акцепторного центра зависит от температуры как:

$$\nu(T) = C \cdot \tilde{T}^q, \quad \tilde{T} = T/1 \text{ К.} \quad (7)$$

При фитировании экспериментальных данных значение константы сверхтонкого взаимодействия принималось равным  $A/h = 26.5 \text{ МГц}$  – среднему значению данного параметра для образцов кремния с концентрациями примеси до  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Зависимость  $q$  от концентрации примеси представлена на рисунке 5.

Как можно видеть из рисунка 5, характер температурной зависимости  $\nu$  для образцов кремния с концентрациями примеси n- и p-типа менее  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

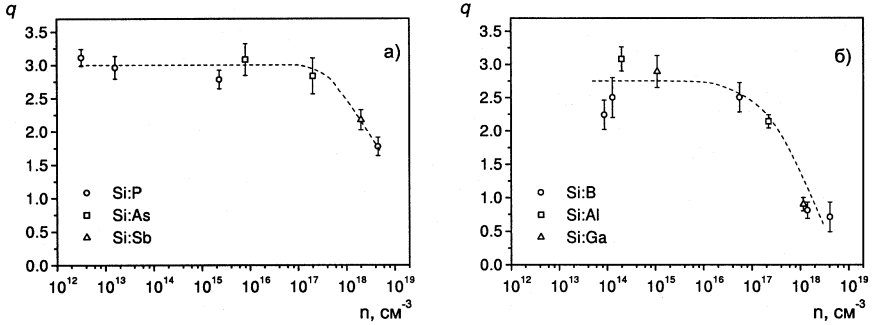


Рис. 5: Зависимость показателя степени  $q$  в функции  $\nu = C \cdot T^q$  от концентрации примеси ( $n$ ) в кремнии: а)  $n$ -типа, б)  $p$ -типа. Пунктирные линии проведены для наглядности

примерно одинаков. Средние значения параметров  $C$  и  $q$  составляют:  $C \approx 9 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  и  $q = 2.86 \pm 0.26$ . (В качестве ошибки параметра  $q$  приведено средневзвешенное квадратическое отклонение результатов отдельных измерений  $q$  относительно их среднего значения). Очевидно, что влияние спин-обменного рассеяния, скорость которого пропорциональна концентрации свободных носителей заряда, в данном диапазоне концентраций пренебрежимо мало.

При увеличении концентрации примеси выше  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  наблюдается (см. рис. 5) существенное ослабление температурной зависимости скорости релаксации (уменьшение параметра  $q$ ), одновременно скорость релаксации при фиксированной температуре возрастает.

С целью выяснения причин изменения в поведении скорости релаксации магнитного момента акцептора при концентрациях акцепторной (донорной) примеси  $n_a(n_d) > 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , были проведены измерения в образце кремния с высокой ( $9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) концентрацией примеси германия. Германий, как и кремний, принадлежит к IV группе элементов Таблицы Менделеева; во внешней электронной оболочке атомов этих элементов имеются по четыре валентных электрона. В отличие от примесей элементов III и V групп, примесь германия не приводит к увеличению концентрации свободных носителей заряда в кремнии, по сравнению с “чистыми” образцами, в которых при низких температурах концентрация свободных носителей заряда незначительна. Поэтому сравнение результатов исследований для кремния с примесью германия и кремния с концентрациями атомов III и V групп порядка  $n_c$  ( $n_c$  – критическая концентрация, соответствующая переходу диэлектрик-металл), позволяет разделить вклады в релаксацию магнитного момента акцептора, обусловленные взаимодействием со свободными носителями заряда и с кристаллической решеткой. При концентрации атомов III и V группы равной  $n_c$  концентрация свободных носителей заряда в полупроводнике примерно равна концентрации примесных атомов. В зависимости от атома примеси,  $n_c$  для



Для наглядности на рис. 6 а для образцов кремния с  $n_a(n_d) \lesssim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и на рис. 6 б для образцов кремния с примесью германия ( $9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), бора ( $4.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и фосфора ( $4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) приведены зависимости скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра  $\nu$  от температуры. Величина  $\nu$  вычислялась на основе экспериментальных данных по скорости релаксации спина мюона по формуле (5) при  $A/\hbar = 26.5 \text{ МГц}$ .

Аналогичный, близкий к  $T^3$ , характер температурной зависимости  $\nu$  в образцах кремния с  $n_a(n_d) \lesssim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и в кремнии с высокой ( $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) концентрацией изоэлектронной примеси (см. рис. 6), и вместе с тем существенное отклонение  $\nu$  от  $T^3$ -зависимости при  $n_a(n_d) \sim n_c$  свидетельствуют о том, что в первом случае релаксация магнитного момента акцепторного центра обусловлена спин-решеточным взаимодействием, а во втором случае существенный вклад в релаксацию вносит спин-обменное рассеяние носителей заряда на акцепторе.

Скорость спин-обменного рассеяния свободных носителей заряда на парамагнитном центре в вырожденном полупроводнике, как и в металле, пропорциональна первой степени температуры:

$$\nu = \beta \hbar^{-1} n^{2/3} \sigma k_B T, \quad (8)$$

где  $\sigma$  – эффективное сечение спин-обменного рассеяния;  $n$  – концентрация примеси;  $\beta$  – численный коэффициент (для кремния  $\beta \approx 1$  [17]).

Соответственно, для образцов вырожденного кремния температурная зависимость скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра может быть представлена в виде:

$$\nu(T) = C_1 \cdot \tilde{T} + C_2 \cdot \tilde{T}^3, \quad \tilde{T} = T/1 \text{ К}. \quad (9)$$

При описании зависимостью (9) экспериментальных данных для образцов вырожденного кремния, представленных на рис. 6 б, были получены оценки величины сечения спин-обменного рассеяния дырок ( $\sigma_h$ ) и электронов ( $\sigma_e$ ) на акцепторном центре Al в Si:  $\sigma_h \sim 10^{-13} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_e \sim 8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  при концентрации акцепторной (донорной) примеси  $n_a(n_d) \sim 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

В § 4.3 анализируется поведение поляризации спина  $\mu^-$  в сильно легированном n-типа кремнии.

При концентрации примеси n-типа в кремнии выше  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в функции поляризации присутствуют как релаксирующий, так и нерелаксирующий компоненты (см. рис. 7).

Наблюдение релаксирующего и нерелаксирующего компонентов поляризации означает, что в течение времени наблюдения за поляризацией  $\mu^-$ , акцепторный центр может находиться как в нейтральном  $\mu\text{Al}^0$ , так и в ионизованном  $\mu\text{Al}^-$  состояниях. Таким образом, необходимо предположить, что либо мюонный атом изначально, за время менее  $(A/\hbar)^{-1}$ , формируется с определенной вероятностью в каждом из состояний, либо имеют место переходы между данными состояниями со скоростью порядка  $1/\tau_{\text{Si}}$ .

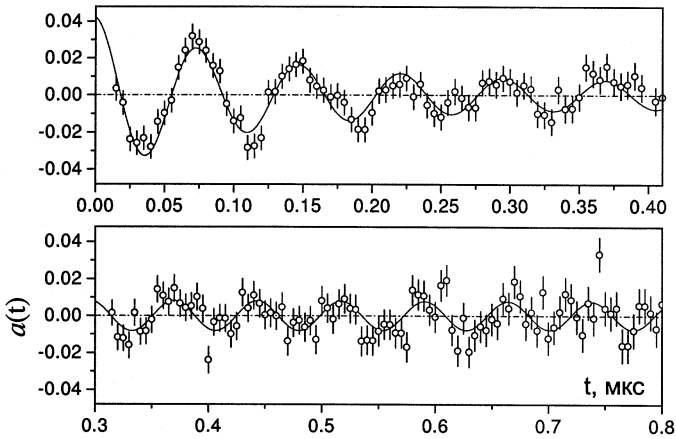


Рис. 7:  $\mu^-$ -SR-спектр (после поправки на экспоненту распада), полученный для образца кремния с примесью сурьмы  $[Sb] = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при  $T = 6 \text{ К}$ . Спектр показан в различных временных интервалах. Сплошная линия соответствует наилучшему описанию настоящих экспериментальных данных двухкомпонентной функцией поляризации (3)

В диссертации показано, что в случае, когда первоначально заселяется неионизованное состояние  $-\mu Al^0$  и возможна ионизация акцептора со скоростью  $\nu_T$  (переход  $\mu Al^0 \rightarrow \mu Al^-$ ), функция поляризации спина мюона имеет вид (3), т.е. представляет собой сумму релаксирующего и нерелаксирующего компонентов.

Результаты обработки экспериментальных данных для образцов кремния с примесью сурьмы ( $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и фосфора ( $4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) с использованием функции поляризации (3) представлены на рисунке 8. Как видно из рисунка, скорость ионизации акцепторного центра для данных образцов составляет  $\sim 1 \text{ мкс}^{-1}$  при  $T = 4.2 - 10 \text{ К}$ .

Ионизация акцептора в полупроводнике n-типа может быть обусловлена захватом электрона из зоны проводимости или взаимодействием акцептора с ближайшей донорной примесью с образованием акцепторно-донорной пары (см., например, [18]) в результате чего оба примесных центра переходят из нейтрального в ионизованное состояние ( $A^0 D^0 \rightarrow A^- D^+$ ). Однако известно, что при приближении концентрации примеси в полупроводнике к  $n_c$  – критической концентрации, соответствующей переходу диэлектрик-металл, доля локализованных состояний электронов (дырок) быстро уменьшается. Для кремния с примесью сурьмы и фосфора критическая концентрация составляет [16]:  $n_c(Sb) = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_c(P) = 3.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Таким образом, при концентрации донорной примеси в полупроводнике выше  $n_c$  (в нашем случае это образец кремния с концентрацией

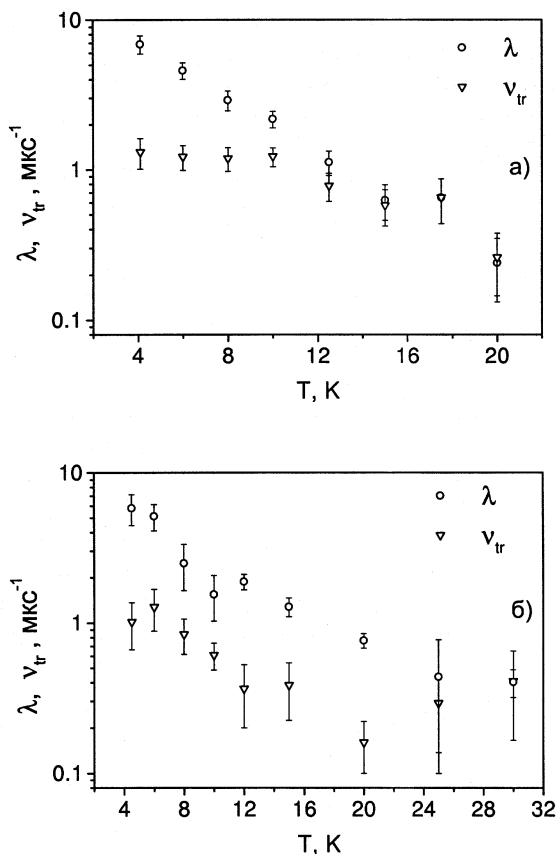


Рис. 8: Температурные зависимости скорости релаксации  $\lambda$  спина мюона в парамагнитном состоянии акцепторного центра и скорости  $\nu_{tr}$  ионизации акцепторного центра для образцов кремния: а) с примесью сурьмы ( $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ); б) фосфора ( $4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ )

примеси фосфора  $4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) ионизация акцептора может быть рассмотрена как захват акцептором электрона из зоны проводимости. Соответственно, скорость захвата электрона нейтральным акцептором определяется как (см., например, [19])  $\nu_{tr} = \beta n_e$ , где  $\beta$  – коэффициент захвата,  $n_e$  – концентрация свободных электронов. Принимая  $n_e = [P] = 4.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , по значениям  $\nu_{tr}$ , приведенным на рис. 8 б, находим, что величина  $\beta(\text{Al}^0)$  примерно равна  $2 \cdot 10^{-13}$  и  $7 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  в диапазонах температур  $4.5 \leq T \leq 10 \text{ K}$  и  $12 \leq T \leq 30 \text{ K}$  соответственно. Полученная нами оценка  $\beta(\text{Al}^0)$  при  $T = 30 \text{ K}$ , находится в пределах значений



$\beta(\text{In}^0) = 8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  и  $\beta(\text{In}^0) = 2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ , определенных методом релаксации фотопроводимости в работах [19] и [20], соответственно.

В § 4.4 анализируется поведение сдвига частоты для образцов кремния с концентрацией примеси р-типа порядка и выше критической концентрации  $n_c$ , соответствующей переходу диэлектрик-металл.

Обнаружено (см. рис. 9) ослабление температурной зависимости и уменьшение абсолютной величины сдвига частоты прецессии спина  $\mu^-$  при концентрациях акцепторной примеси в кремнии порядка и превышающих  $n_c$  (для Si:B  $n_c = 4.06 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  [21]). Подобное поведение сдвига частоты прецессии спина мюона коррелирует с поведением [22, 23] статической парамагнитной восприимчивости акцепторных (донорных) примесей в кремнии, когда их концентрация  $n_a(n_d)$  порядка и выше  $n_c$ .

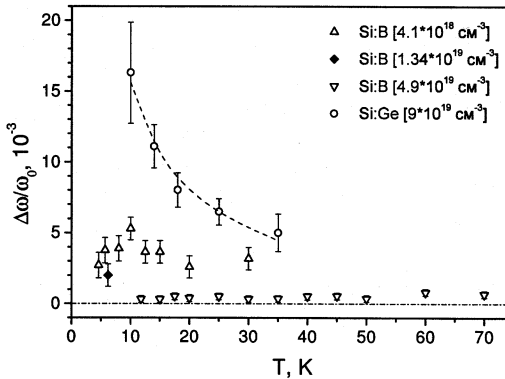


Рис. 9: Температурные зависимости сдвига частоты прецессии спина мюона для образцов р-типа кремния с концентрациями примеси порядка и выше  $n_c$ . Для наглядности также приведены экспериментальные данные для образца кремния с примесью германия ( $9 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Пунктирная линия – зависимость  $\Delta\omega/\omega_0 = C/T$

В Пятой главе описывается, созданный при участии автора, спектрометр для проведения экспериментов по  $\mu\text{SR}$ -методике на пучке “поверхностных” мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ. Особенностью данного “поверхностного” пучка является значительная примесь позитронов: отношение числа мюонов к числу позитронов пучка меняется от 1:2 до 1:40 при изменении импульса частиц от 20 до 25 МэВ/с.

Размещение  $\mu\text{SR}$ -спектрометра на пучке “поверхностных” мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ схематически изображено на рис. 10. Спектрометр состоит из четырех сцинтилляционных счетчиков  $C_1 - C_4$ , расположенных на оси пучка; криостата 3, позволяющего менять температуру мишени в широком диапазоне (от комнатной до температуры жидкого гелия), и катушки Гельмгольца 7 для создания магнит-

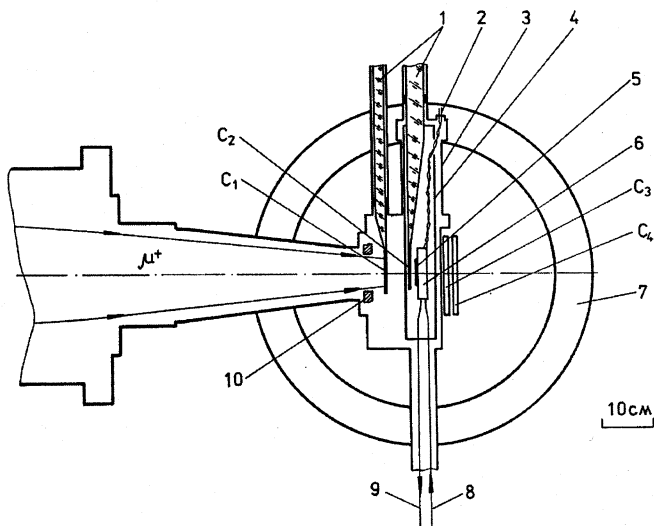


Рис. 10: Схематический чертеж  $\mu$ SR-установки на пучке “поверхностных” мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ

ного поля на мишени. Криостат 3 соединен с выходом канала мюонного тракта и имеет общий с ним вакуумный объем. Остаточное давление в канале  $\sim 1$  мм.рт.ст. Пучок коллимируется латунным коллиматором 10 диаметром 70 мм. Исследуемый образец 5 приклеивается к медной подложке 6, охлаждаемой потоком паров жидкого азота или гелия (подводящие трубки показаны цифрами 8 и 9). При гелиевых температурах предусмотрена возможность изолирования вакуумного объема криостата от объема мюонного канала с целью получения более высокого вакуума в криостате; при этом сцинтилляционный счетчик  $C_2$ , находящийся в непосредственной близости от мишени, охлаждается до азотной температуры за счет теплового контакта с азотным экраном 4. Температура медной подложки измеряется температурным датчиком, соединенным через вывод 2 с измерительным прибором.

Пара тонких сцинтилляционных счетчиков  $C_1$ ,  $C_2$ , расположенных внутри криостата, составляет мюонный телескоп, и служит для регистрации падающих на мишень частиц и разделения мюонов и позитронов пучка по потерям энергии ( $dE/dx$ ) в сцинтиляторе. Два счетчика  $C_3$ ,  $C_4$ , расположенные вне криостата, составляют телескоп для регистрации позитронов от распада мюонов, остановившихся в образце.

При выборе толщины сцинтиляторов счетчиков мюонного телескопа необходимо было удовлетворить двум противоположным требованиям: с одной стороны счетчики должны быть как можно тоньше для уменьшения количества вещества на пути мюонов пучка, с другой стороны эффективность регистрации мюонов пучка

должна быть близка к единице. Счетчик  $C_1$  имеет диаметр 70 мм и толщину 0.1 мм, а счетчик  $C_2$  – диаметр 56 мм и толщину 0.2 мм. Количество вещества на пути мюонов после поворотного магнита до образца составляет  $\sim 56$  мг/см<sup>2</sup>, а полный пробег мюонов с импульсом 25 МэВ/с (максимальный импульс, на который может быть настроен поворотный магнит)  $\sim 75$  мг/см<sup>2</sup>. Сигнал с ФЭУ счетчиков  $C_1$ ,  $C_2$  усиливается усилителями, смонтированными в одном корпусе с ФЭУ.

В “традиционной” методике  $\mu$ SR-эксперимента, широко применяемой на пучках мюонов с “растяжкой” (т.е. относительно равномерным распределением во времени мюонов пучка), для получения неискаженного дифференциального по времени распределения электронов от распада мюонов, остановившихся в образце, необходимо обеспечить выполнение условия “ $1\mu \rightarrow 1e$ ” (в течение интервала времени ожидания события распада в образце должен находиться только один мюон и может быть зарегистрировано не более одного электрона распада). С этой целью триггер, на основе сигналов сцинтилляционных счетчиков, должен обеспечивать выработку сигналов “Ворота”, “Стоп” и “Сброс” для управления работой преобразователя “время-код”.

Сигнал “Ворота” длительностью от 10 мкс ( $\sim 5\tau_\mu$ ,  $\tau_\mu$  – время жизни свободного мюона) до 20 мкс соответствует остановке мюона в образце. Именно в течение времени действия сигнала “Ворота” ожидается событие распада мюона. Регистрация электрона распада в течении интервала ворот вызовет выработку триггером сигнала “Стоп”. Преобразователь “время-код” преобразует временной интервал между моментами начала ворот и появлением сигнала “Стоп” в цифровой код, на основании которого инкрементируется содержимое соответствующего канала накапливаемой  $\mu$ SR-гистограммы. Выполнение условия “ $1\mu \rightarrow 1e$ ” обеспечивается выработкой триггером сигналов “Сброс  $2\mu$ ” и “Сброс  $2e$ ”. Появление сигнала “Сброс  $2\mu$ ” означает, что был зарегистрирован мюон в течение интервала ворот. В этом случае в образце находятся уже два мюона (первым был мюон, “открывший” ворота), и в случае появления электрона распада установить его “генетическую” принадлежность будет невозможно. Сигнал “Сброс  $2e$ ” вырабатывается триггером в случае появления более одного электрона распада в интервале ворот. Появление любого из сигналов “Сброс” на соответствующем входе преобразователя “время-код” приводит к обнулению кода выполненного преобразования и переводит кодировщик в режим ожидания следующего запуска.

Отличие реализованной в настоящей работе схемы триггера от стандартной, принятой в  $\mu$ SR-эксперименте (см., например, [6]), состоит в том, что при выработке сигнала “Ворота”, запускеющего работу преобразователя, учитывались амплитуда сигнала счетчика  $C_2$  мюонного телескопа и время прихода данного сигнала относительно ВЧ-сигнала ускорителя.

Были исследованы два способа подавления ложных запусков ворот позитронами пучка:

а) выделение “мюонных” импульсов из общей последовательности импульсов счетчика  $C_2$  осуществлялось по амплитуде (т.е. по потерям энергии частиц в данном счетчике);

б) разделение импульсов счетчика  $C_2$  на “мюонные” и “позитронные” осуществлялось по времени их прихода относительно ВЧ-сигнала ускорителя.

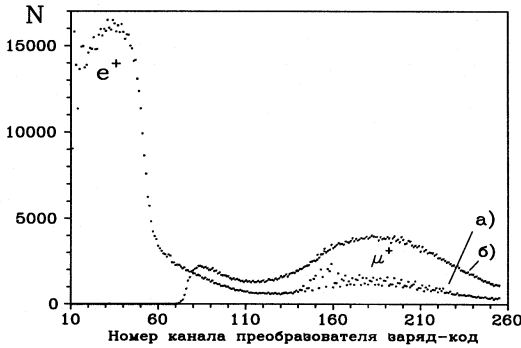


Рис. 11: Амплитудные спектры сигналов счетчика  $C_2$  при низком (а) и высоком (б) порогах формирования сигнала, стробирующего работу преобразователя заряд-код

Амплитудные спектры сигналов счетчика  $C_2$  приведены на рисунке 11. Из рисунка видно, что амплитуды сигналов, соответствующих прохождению мюонов через счетчик  $C_2$ , намного превышают амплитуды сигналов от позитронов и хорошо отделяются от последних.

При наборе времяпролетных (TOF) спектров сигнал “Ворота” ( $G$ ) формировался как:  $G = 2_{\mu+e}$ ,  $G = 2_{\mu+e} \bar{A}$  или  $G = 2_{\mu}$ , где  $2_{\mu+e}$  и  $2_{\mu}$  — сформированные сигналы счетчика  $C_2$  при низком и высоком порогах формирования;  $A$  — ВЧ-сигнал ускорителя. Сигналом “Стоп” служил сигнал ускорителя, деленный по частоте на 64. На рис. 12 а-в приведены времяпролетные спектры. TOF-спектр на рис. 12 а получен при низком пороге формирования сигналов счетчика  $C_2$  ( $G=2_{\mu+e}$ ), при этом в спектре присутствует “мюонный” пик, пик “мгновенных” позитронов и постоянная компонента, обусловленная позитронами от распада мюонов в объеме мезонообразующей мишени. На спектре рис. 12 б пик “мгновенных” позитронов подавлен по времени пролета ( $G=2_{\mu+e} \bar{A}$ ), однако вклад “задержанных” позитронов практически не изменился. В TOF-спектре на рис. 12 в за счет амплитудного выделения сигналов от мюонов ( $G = 2_{\mu}$ ) в значительной степени подавлены обе позитронные компоненты.

При наборе  $\mu$ SR-спектров сигнал “Ворота” формировался сигналом  $2_{\mu}$  при антисовпадении с ВЧ-сигналом ускорителя и сигналом счетчика  $C_3$ , “Стоп” — сигналом совпадений счетчиков  $C_3$ ,  $C_4$  в антисовпадении с сигналом  $2_{\mu+e}$ .  $\mu$ SR-спектры были получены на образце диспрозия. Образец с площадью поверхности  $15 \text{ см}^2$  и толщиной 5 мм был приклеен к медной подложке. Пример  $\mu$ SR-спектра в поперечном магнитном поле 170 Гс при  $T = 300 \text{ К}$  приведен на рис. 13. Время набора спектра составило порядка 40 минут при интенсивности протонного пучка ускорителя  $\sim 0.3 \text{ мкА}$ .

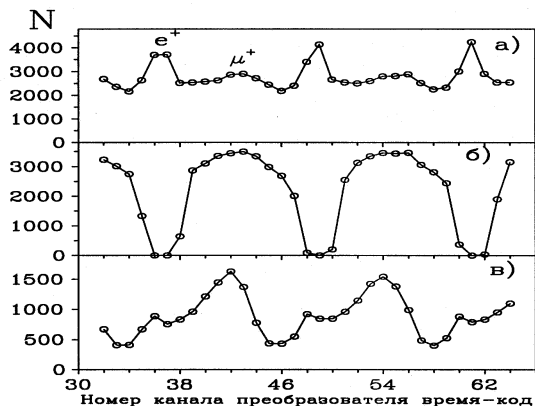


Рис. 12: Фрагмент времяпролетных спектров (“Ворота” – сигнал счетчика  $C_2$ , “Стоп” – ВЧ-сигнал ускорителя): а) исходный спектр при низком пороге формирования сигналов счетчика  $C_2$ ; б, в) различные способы подавления позитронов пучка в стартовом канале триггера: по времени пролета (б) и за счет амплитудного отбора (в)

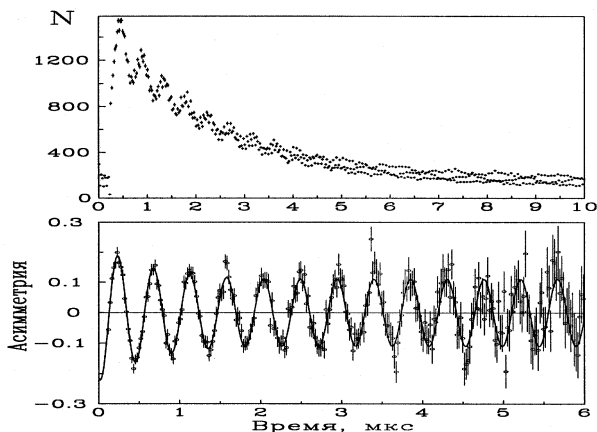


Рис. 13: Пример  $\mu$ SR-спектра, полученного для образца диспрозия в поперечном спине мюона магнитном поле 170 Гс при  $T = 300$  К: а) исходный спектр; б) после поправки на экспоненту распада и вычитания фона

В **Заключении** приведены основные результаты работы.

## Основные результаты работы

1. Развита метод исследования акцепторных центров в полупроводниках с использованием поляризованных отрицательных мюонов.

Метод основан на моделировании акцепторной примеси мюонным атомом, образующемся при захвате отрицательного мюона атомом полупроводника, и измерении параметров поляризации мюона.

Отрицательные мюоны могут быть применены для изучения взаимодействий акцепторной примеси в таких полупроводниках, как кремний, германий, алмаз и др.

В результате применения отрицательных мюонов в кремнии получены следующие результаты:

- Впервые определена, в предположении изотропного сверхтонкого взаимодействия, константа сверхтонкого взаимодействия в акцепторном центре, образованном атомом Al в Si:  $A(^{27}\text{Al})/h = (-2.2 \pm 0.2)$  МГц.

Впервые получена оценка плотности волновой функции дырки на ядре атома Al в Si:  $|\Psi(0)|^2 \sim 3.8 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ .

Полученные результаты свидетельствуют о значительно более слабом сверхтонком взаимодействии мелких акцепторов по сравнению с мелкими донорами в кремнии, что, по-видимому, обусловлено существенным р-характером волновой функции основного состояния акцепторной примеси.

- Впервые определен вид температурной зависимости скорости релаксации магнитного момента мелкого акцепторного центра в недеформированном кремнии в диапазоне концентраций примесных атомов от  $\sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  до  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  и температур 4.2 – 50 К.

Установлено, что в случае низкой концентрации свободных носителей заряда (невырожденный полупроводник, изоэлектронная примесь) релаксация магнитного момента мелкого акцепторного центра в кремнии при  $T \lesssim 50 \text{ К}$  обусловлена спин-решеточным взаимодействием и скорость релаксации зависит от температуры как  $\nu \sim T^q, q \approx 3$ . В вырожденном кремнии при  $T \lesssim 30 \text{ К}$  релаксация магнитного момента акцептора практически определяется спин-обменным рассеянием свободных носителей заряда.

- Получены оценки для эффективных сечений спин-обменного рассеяния дырок ( $\sigma_h$ ) и электронов ( $\sigma_e$ ) на акцепторном центре Al в Si:  $\sigma_h \sim 10^{-13} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_e \sim 8 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  при концентрации акцепторной (донорной) примеси  $n_a(n_d) \sim 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .
- Получена оценка для коэффициента захвата электронов проводимости нейтральным атомом алюминия в кремнии:  $\beta(\text{Al}^0) \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  при  $T = 4.5 - 10 \text{ К}$ .

2. Создан  $\mu$ SR-спектрометр, отличительной особенностью которого является применение метода разделения частиц пучка по их ионизационным потерям энергии в тонком сцинтилляционном счетчике, что позволяет использовать данный спектрометр для  $\mu$ SR-исследований на существующем пучке “поверхностных” мюонов фазотрона ЛЯП ОИЯИ.

### Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. В.Н.Горелкин, В.Г.Гребинник, К.И.Грицай, В.Н.Дугинов, В.А.Жуков, И.А.Кривошеев, Т.Н.Мамедов, Б.А.Никольский, В.Г.Ольшевский, В.Ю.Помякушин, А.Н.Пономарев, А.В.Стойков, И.Л.Чаплыгин, “Релаксация и сдвиг частоты прецессии спина отрицательного мюона в кремнии n-типа”, Письма в ЖЭТФ, 1996, т.63, вып.7, 539-543.

2. T.N.Mamedov, I.L.Chaplygin, V.N.Duginov, V.N.Gorelkin, D.Herlach, J.Major, A.V.Stoykov, M.Schefzik, U.Zimmermann, “Shallow acceptor centers in silicon studied by means of spin rotation of negative muons”, Journal of Physics: Condensed Matter, 1999, v.11, 2849-2860.

3. Т.Н.Мамедов, Д.Г.Андрианов, Д.Герлах, В.Н.Горелкин, К.И.Грицай, О.Корманн, Я.Майор, А.В.Стойков, М.Шевчик, У.Циммерманн, “Исследование температурной зависимости скорости релаксации акцепторного центра в кремнии  $\mu^-$ SR-методом”, Письма в ЖЭТФ, 2000, т.71, вып.10, 637-642.

4. Т.Н.Мамедов, Д.Г.Андрианов, Д.Герлах, В.Н.Горелкин, К.И.Грицай, О.Корманн, Я.Майор, А.В.Стойков, У.Циммерманн, “Зависимость скорости релаксации магнитного момента мелкого акцепторного центра от концентрации примеси в кремнии”, ЖЭТФ, 2001, т.119, вып.6, 1159-1165.

5. Т.Н.Мамедов, Д.Г.Андрианов, Д.Герлах, В.Н.Горелкин, К.И.Грицай, В.Н.Дугинов, О.Корманн, Я.Майор, А.В.Стойков, У.Циммерманн, “Релаксация магнитного момента мелкого акцепторного центра в сильно легированном кремнии”, Письма в ЖЭТФ, 2001, т.73, вып.12, 759-762.

6. T.N.Mamedov, V.N.Duginov, V.G.Grebinnik, K.I.Gritsaj, S.A.Gustov, I.V.Mirokhin, V.G.Olshevsky, A.V.Stoykov, V.A.Zhukov, “ $\mu$ SR-spectrometer on the surface muon beam of the JINR phasotron”, Physica B, 2000, v.289-290, 689-692.

### Цитируемая литература

[1] G.D.Watkins, ФТТ **41**, 826 (1999).

[2] A.Baldereschi, N.O. Lipari, Phys.Rev. B **8**, 2697 (1973).

[3] А.В.Малышев, И.А.Меркулов, А.В.Родина, ФТП **30**, 159 (1996).

[4] G.W.Ludwig, H.H.Woodbury, *Electron Spin Resonance in semiconductors*, Academic Press, New York (1962).

- [5] В.Н.Горелкин, В.П.Смилга, ЖЭТФ **66**, 1201 (1974).
- [6] A.Schenck, *Muon spin rotation spectroscopy*, London: Adam Hilger LTD, 1985.
- [7] V.N.Gorelkin, T.N.Mamedov, D.V.Rubtsov, *Нур. Int. (C)* **1**, 191 (1996).
- [8] T.Suzuki, D.F.Measday, J.P.Roalsvig, *Phys.Rev. C* **35**, 2212 (1987).
- [9] Т.Н.Мамедов, В.Н.Горелкин, В.Г.Гребинник и др., *Ядерная Физика* **56**, вып.10, 29 (1993).
- [10] V.N.Gorelkin, T.N.Mamedov, A.S.Baturin, *Physica B* **289-290**, 585 (2000).
- [11] Г.Л.Бир, Г.Е.Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, М.: Наука, 1972.
- [12] H.Neubrand, *Phys.Stat.Sol. (b)* **86**, 269 (1978).
- [13] *Физические величины*, Справочник, Москва: Энергоатомиздат, 1991.
- [14] G.Feher, *Phys.Rev.* **114**, 1219 (1959).
- [15] S.E.Fuller, E.M.Meintjes, W.W.Warren J., *Phys.Rev.Lett.* **76**, 2806 (1996).
- [16] P.Ph.Edwards, M.J.Sienko, *Phys.Rev. B* **17**, 2575 (1978).
- [17] Ю.Г.Семенов, *ФТТ* **22**, 3190 (1980).
- [18] R.C.Enck, A.Honig, *Phys.Rev.* **177**, 1182 (1969).
- [19] Я.Е.Покровский, К.И.Свистунова, *ФТТ* **7**, 1837 (1965).
- [20] Я.Е.Покровский, К.И.Свистунова, *ФТТ* **5**, 1880 (1963).
- [21] P.Dai, Y.Zhang, M.P.Sarachik, *Phys.Rev.Lett.* **66**, 1914 (1991).
- [22] M.P.Sarachik, D.R.He, W.Le, M.Levy, *Phys.Rev.B* **31**, 1469 (1985).
- [23] A.Roy, M.Turner, M.P.Sarachik, *Phys.Rev.B* **37**, 5522 (1988).  
A.Roy, M.P.Sarachik, *Phys.Rev.B* **37**, 5531 (1988).

---

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 октября 2001 года.



Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 17.10.2001  
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. л. 1,65  
Тираж 100. Заказ 52908.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
Дубна Московской области