

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ  
Российской академии наук

Шепелев Артем Сергеевич

Транспорт носителей заряда в p-i-n-структурах на кремнии, содержащем  
глубокие уровни радиационных дефектов, при температурах жидкого гелия

Специальность:

1.3.11 Физика полупроводников

**НАУЧНЫЙ ДОКЛАД**

Санкт-Петербург

2022

## Оглавление

Общая характеристика работы.....	3
Глава 1. Основные сведения, используемые в исследовательской работе .....	9
1.1 Статические характеристики р-п переходов .....	9
1.2 Кинетика переноса неравновесного заряда .....	10
1.3 Дефекты и глубокие уровни.....	11
1.4 Полупроводниковый детектор излучений .....	12
Глава 2. Экспериментальные методы исследования.....	12
2.1 Метод переходного тока.....	13
2.2 Экспериментальная установка ТСТ .....	13
2.3 in situ радиационные тесты .....	14
Глава 3. Алгоритм обработки данных экспериментов ТСТ .....	15
3.1 Восстановление физической формы импульса тока.....	15
3.2 Восстановление распределения электрического поля.....	16
Глава 4. Исследования необлученных кремниевых детекторов при $6 < T < 100$ К .....	18
4.1 Экспериментальные результаты .....	18
4.2 Анализ экспериментальных результатов .....	20
Глава 5. Исследования облученных кремниевых детекторов при $T=1.8$ К.....	20
5.1 Эксперимент и экспериментальные результаты .....	21
5.2 Физическая модель и транспортные параметры носителей заряда.....	21
5.3 Сценарий радиационной деградации .....	24
Глава 6. Исследования кремниевых детекторов, облученных ионами аргона, при $T=200 - 300$ К .....	25
6.1 Особенности радиационной деградации.....	26
6.2 Эксперимент и экспериментальные результаты .....	26
6.3 Моделирование температурных воздействий на распределение электрического поля в детекторе .....	29
Заключение.....	31
Список литературы.....	32

## Общая характеристика работы

Актуальность работы обусловлена возможным использованием кремниевых детекторов излучения в криогенной среде на крупнейший ускорительных установках, таких как Большой Адронный Коллайдер (БАК) в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН, Женева, Швейцария), ускорительный комплекс в Центре по изучению тяжёлых ионов имени Гельмгольца (GSI, Дармштадт, Германия) и ускорительный комплекс NICA в Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна, Россия). Например, в БАК траектории ускоряющихся частиц формируются приложением магнитного поля величиной порядка 10 Тл. Для достижения такой величины магнитного поля через обмотки электромагнитов пропускается электрический ток порядка 10 кА. Конструкция магнитов, обеспечивающая такие параметры, может быть реализована только с использованием сверхпроводящих материалов, находящихся при температуре сверхтекучего гелия 1.9 К. В такой системе возникает необходимость контролировать радиационное поле вблизи сверхпроводящих элементов установки, поскольку локальный нагрев участка обмотки магнита вследствие облучения высокоэнергичными частицами может привести к срыву сверхпроводимости, выходу из строя и дорогостоящему длительному ремонту ускорителя [1, 2]. Для решения задачи обеспечения безопасности использования таких магнитов целесообразно размещать систему контроля радиационного поля максимально близко к сверхпроводящим элементам, которые находятся внутри криостата [3]. После сборки конструкции ускорителя и начала проведения исследований, внутренний объем криостата становится недоступен в течение нескольких лет. Следовательно размещение приборов мониторинга радиационного поля вблизи сверхпроводящих обмоток электромагнитов ускорителя накладывает требования на компактность устройств и на возможность предсказуемого функционирования в широком диапазоне доз облучения.

Для решений таких задач с учетом специфических требований было предложено использовать компактные кремниевые *pin*-детекторы излучений, способные функционировать при температуре 1.9 К и при значительной дозе облучения [4, 5, 6]. Однако в настоящее время фундаментальные процессы, влияющие на формирование сигнала в детекторе, протекающие при столь низких температурах изучены недостаточно полно. С одной стороны, экспериментальные методы исследования свойств полупроводниковых сенсоров, функционирующих в таких средах, недостаточно разработаны в виду сложности и большой стоимости проведения экспериментов, моделирующих работу устройств. С другой стороны, формирование сигнала в детекторе определяется транспортными свойствами неравновесных носителей заряда (время жизни, подвижность и др.), распределением электрического поля в объеме устройства и свойствами материала, которые не предсказуемо зависят от температуры и дозы облучения. Поэтому сценарии работоспособности сенсоров при температурах сверхтекучего гелия не могут быть получены простой экстраполяцией экспериментальных данных в рамках моделей функционирования детекторов при более высоких температурах и требуют целевых исследований.

Работа посвящена решению указанных вопросов и заключается в разработке методов исследования полупроводниковых детекторов с целью обеспечения проведения экспериментов при температурах ниже 10 К, разработке алгоритма обработки экспериментальных результатов, позволяющего получать такие характеристики детектора как, эффективность собирания заряда, распределение электрического поля и транспортные свойства носителей заряда напрямую из экспериментальных результатов. Также в работе исследуются и анализируются данные экспериментов (*in situ* радиационные тесты), в которых детекторы при температуре 1.9 К подвергались облучению релятивистскими протонами на ускорителе Proton Synchrotron в ЦЕРНе с целью изучения формирования сигнала в устройствах, находящихся в среде максимально приближенной к условиям реального

практического использования сенсоров для мониторинга радиационного поля вблизи сверхпроводящих обмоток электромагнитов [7].

Объектом исследований в работе являются кремниевые  $p^+/n/n^+$  детекторы, изготовленные по планарной технологии из  $n$ -кремния, легированного фосфором, выращенного методом зонной плавки. Толщина детектора 0.03 см, площадь чувствительной поверхности 0.25 см<sup>2</sup>. Концентрация легирующей примеси в  $n$ -кремнии варьировалась и удельное сопротивление материала находилось в диапазоне 1-10 кОм\*см. Контактные области  $p^+$  и  $n^+$  были легированы бором и фосфором, соответственно, до вырождения (концентрация примесей в слоях примерно  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>) с целью создания контактов, способных функционировать при криогенных температурах.

Целью работы является получение характеристик полупроводниковых  $p/n$ -детекторов, функционирующих при температурах жидкого гелия и находящихся под воздействием облучения высокоэнергичными частицами.

Для достижения цели в работе решались следующие задачи:

1. Разработка и реализация эксперимента по на основе метода переходного тока для исследований кремниевых детекторов при температурах жидкого гелия;
2. Разработка алгоритма обработки экспериментальных результатов, позволяющего получать транспортные свойства носителей заряда и распределение электрического поля в кремниевых детекторах напрямую из данных эксперимента;
3. Исследования необлученных кремниевых детекторов при температурах жидкого гелия, изучение свойств мелкой примеси доноров фосфора, определение транспортных характеристик неравновесных носителей заряда и характеристик детектора;
4. Исследования облученных кремниевых детекторов при температуре сверхтекучего гелия. Анализ экспериментальных результатов *in situ* радиационных тестов, выполненных на БАК, построение физической

модели, объясняющей экспериментальные результаты, получение в рамках этой модели характеристик детектора и транспортных характеристик неравновесных носителей заряда.

В качестве дополнения в работе решается перспективная прикладная задача:

- Исследование детекторов, облученных тяжелыми ионами, получение профилей распределения электрического поля в их чувствительной области при различных температурах, изучение свойств глубоких уровней, влияющих на транспорт носителей заряда в устройстве;

Научная новизна и практическая значимость состоит в развитии экспериментальных методов исследования кремниевых детекторов, позволяющих получать характеристики устройств при температурах жидкого гелия. В ходе исследований построен и апробирован алгоритм обработки экспериментальных данных.

- С помощью алгоритма восстановлены распределения электрического поля и концентрации заряженных примесей в объеме необлученного детектора.
- Получены параметры мелкой примеси фосфора в кремнии при температурах ниже 10 К.
- Исследованы облученные протонами детекторы при температуре сверхтекучего гелия.
- Построена и аргументирована физическая модель многостадийного процесса собирания заряда, включающего в себя лавинное умножение носителей заряда в детекторе.
- Были созданы прототипы криогенных сенсоров протонов, которые в экспериментах на БАК показали возможность увеличения диапазона рабочих доз детектора.

Апробация работы. Основные результаты работы были представлены на следующих российских и международных конференциях:

1. A. Shepelev, V. Eremin, E. Verbitskaya. «Novel view on extraction of charge carrier transport parameters from classical TCT». Oral presentation. 33rd RD50

- Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders (CERN) 26-28 november 2018. Geneve, Switzerland.
2. А. Шепелев, «Гипотеза внутреннего умножения неравновесного заряда в облученных кремниевых детекторах ядерных излучений при температуре 1.9 К», PhysicA.SPB 2019, St Petersburg, 22-24 October 2019
  3. A. Shepelev, V. Eremin, E. Verbitskaya, «Evidence of charge multiplication in silicon detectors operated at a temperature of 1.9 K». Oral presentation. 35rd RD50 Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders (CERN) 18-20 November 2019. Geneve, Switzerland.
  4. V. Eremin, E. Verbitskaya, A. Shepelev, «Enhanced influence of defect clusters on the electric field distribution in Si detectors: irradiation with  $40\text{Ar}$  ions. Contribution». 35rd RD50 Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders (CERN) 18-20 November 2019. Geneve, Switzerland.
  5. А. Шепелев, «Аномально низкая энергия эмиссии электронов с энергетических уровней фосфора в электрическом поле кремниевых p-n переходов при температуре 10-20 К», PhysicA.SPB 2020, St Petersburg, 19-23 October 2020.
  6. А. Шепелев, «Параметризация процесса переноса заряда в присутствии лавинного умножения в сильнооблученных pin-структурах при  $T=1.9\text{ K}$ », PhysicA.SPB 2021, St Petersburg, 18-22 October 2021.
  7. A. Shepelev, V. Eremin, E. Verbitskaya, «Evidence of multistage charge collection in Si irradiated detectors operated as the monitors of intensive fragmented proton beams». Oral presentation. 39th RD50 Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders (CERN) 17-19 October 2021. Valencia, Spain.

По теме диссертации были опубликованы следующие статьи в рецензируемых журналах:

1. E Verbitskaya, V Eremin, A Zabrodskii, A Bogdanov, A Shepelev, et al, «Development of silicon detectors for Beam Loss Monitoring at HL-LHC», 2017 *JINST* **12** C03036;
2. V Eremin, D Mitina, A Fomichev, O Kiselev, N Egorov, I Eremin, A Shepelev, E Verbitskaya, «A comparative study of silicon detector degradation under irradiation by heavy ions and relativistic protons», 2018 *JINST* **13** P01019;
3. V Eremin, A Shepelev, E Verbitskaya, C Zamantzas, A Galkin, «The paradox of characteristics of silicon detectors operated at temperature close to liquid helium», 2018 *Journal of Applied Physics* **123** 204501;
4. A Shepelev, V Eremin, E Verbitskaya, «Observation of internal multiplication of nonequilibrium charge in irradiated silicon detectors at a temperature of 1.9 K», 2019 *J. Phys.: Conf. Ser.* **1400** 044015;
5. E Verbitskaya, V Eremin, A Shepelev, «Electric field distribution in Si detectors irradiated with  $^{40}\text{Ar}$  ions: experimental study and simulation», 2020 *JINST* **15** P02017;
6. A Shepelev, V Eremin, E Verbitskaya, «Anomalously low ionization energy of phosphorus atoms in the electric field of silicon p-n junctions in the temperature range 10-20 K», 2020 *J. Phys.: Conf. Ser.* **1697** 012067;
7. AS Shepelev, VK Eremin, EM Verbitskaya, «Parameterization of charge transport process with avalanche multiplication in irradiated Si p-i-n structures at  $T = 1.9$  K», 2021 *J. Phys.: Conf. Ser.* **2103** 012063.

## Глава 1. Основные сведения, используемые в исследовательской работе

Первая глава исследовательской работы посвящена анализу и систематизации литературных данных, использованных в ходе проведения научной работы.

### 1.1 Статические характеристики p-n переходов

p-n переход является базовой структурой полупроводниковых детекторов излучений, его статические характеристики хорошо изучены, поэтому в данном параграфе приводятся основные необходимые сведения для обработки и интерпретации экспериментальных результатов.

Распределение электрического поля в ОПЗ несимметричного p-n перехода описывается уравнением Пуассона и имеет вид [8] при  $V > V_{fd} \gg V_{bi}$  (где  $V_{bi}$  – контактная разность потенциалов):

$$E(x) = E_0 \left(1 - \frac{x}{d}\right) + E_d, E_0 = \frac{eN_D}{\varepsilon_{Si}} d, E_d = \frac{|V - V_{fd}|}{d}, \quad (1.1)$$

где  $\varepsilon_{Si}$  диэлектрическая проницаемость кремния,  $V_{fd}$  так называемое напряжение полного обеднения, при котором  $w = d$ :

$$V_{fd} = \frac{eN_D}{2\varepsilon_{Si}} d^2 \quad (1.2)$$

Вольт-фарадная характеристика p-n перехода при обратном смещении описывается зависимостью изменения объемного заряда  $dQ$  под воздействием пробного сигнала  $dV$  (барьерная емкость  $C_B$ ) [9]:

$$C_B = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dw} \frac{dw}{dV} = S \sqrt{\frac{e\varepsilon_{Si}N_D}{2V}}, w \leq d \quad (1.3)$$

где  $S$  – площадь p-n перехода. При  $V > V_{fd}$  барьерная емкость не меняется и детектор аналогичен диэлектрику толщиной  $d$  и площадью  $S$ .

Измерения ВФХ позволяют определить напряжение полного обеднения и концентрацию легирующей примеси в чувствительном объеме сенсора.

Вольт-амперная характеристика p<sup>+</sup>-n перехода может быть получена путем решения уравнения непрерывности для тока. В случае приложения обратного смещения в ОПЗ преобладают генерационный ток, возникающий в

результате термического перехода электрона из валентной зоны на энергетическое состояние в запрещенной зоне (глубокий уровень) и дальнейшего возникновения электронно-дырочной пары. Полный ток есть сумма диффузионного тока дырок в нейтральной области на границе ОПЗ и генерационного тока в ОПЗ [10]:

$$j_{\text{обр}} = e \left( \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_D} + w \frac{n_i}{\tau_e} \right). \quad (1.4)$$

где  $\tau_p$ - диффузионное время жизни дырок,  $D_p$  – коэффициент диффузии дырок,  $n_i$  – собственная концентрация электронов в n-слое,  $\tau_e$ - время жизни электронов. Температурная зависимость в выражении 1.4 определяется температурной зависимостью собственной концентрации электронов  $n_i$  и изменением скорости термической генерации носителей заряда. При этом темп генерации области пространственного заряда может быть получен (статистика Шокли-Рида-Холла) в следующем виде [11]:

$$G = e_n n_t = e_p p_t = N_t n_i \frac{\sigma_p \sigma_n}{\sigma_n \exp\left(\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right) + \sigma_p \exp\left(-\frac{E_t - E_i}{k_B T}\right)}, \quad (1.5)$$

где  $\sigma_n, \sigma_p$  – сечения выброса электрона и дырки соответственно,  $N_t$  – концентрация ловушек,  $E_t$  – энергетический уровень ловушек,  $E_i$  – собственный уровень Ферми и  $k_b$  – постоянная Больцмана.

## 1.2 Кинетика переноса неравновесного заряда

В ОПЗ p-n перехода присутствует электрическое поле, носители заряда в этом электрическом поле приобретают компоненту скорости, называемую дрейфовой скоростью. В исследованиях используются аппроксимации измерений зависимости дрейфовой скорости носителей заряда от величины электрического поля [12]:

$$v_{dr}(E) = \frac{\mu_0 E}{\left[ 1 + \left( \frac{\mu_0 E}{v_s} \right)^{\frac{1}{\beta}} \right]^{\beta}}, \quad (1.6)$$

где  $\mu_0$ ,  $v_s$  и  $\beta$  – эмпирические функции температуры, приведенные для электронов и дырок в [12].

Поскольку дрейфовая скорость нелинейно зависит от величины электрического поля, то подвижность может определяться как производная зависимости (1.5). То есть в данном случае вводится термин дифференциальная подвижность.

Дрейфующий заряд  $Q$  в электрическом поле изменяет поток вектора напряженности этого поля у электродов системы, тем самым индуцируя ток на них. Согласно теореме взаимности может быть получен следующий результат для индуцированного тока [13]:

$$\vec{i}(t) = Q\vec{E}_w v_{dr}(x(t)), \quad (1.7)$$

где  $\vec{E}_w$  так называемое весовое поле, вид которого определяется геометрией электрода. В случае плоскопараллельных контактов  $E_w = 1/d$ .

В литературе по полупроводниковым детекторам излучений закономерность (1.7) часто называют теоремой Шокли – Рамо. Важно, что индуцированный ток пропорционален полному заряду и его дрейфовой скорости.

### *1.3 Дефекты и глубокие уровни*

Радиационное дефектообразование в кремнии зависит как от типа облучающих частиц, их энергии и дозы, так и от материала, температуры, при которой происходит облучение, и от отжига по окончании воздействия [14]. Дефектная структура в материале вызывает появление дискретных энергетических состояний в запрещенной зоне полупроводника, которые могут захватывать и генерировать носители заряда. Однако, исследования в данной работе проводятся при температурах ниже 10 К, когда тепловая энергия носителей заряда настолько мала, что вероятность их эмиссии с любого уровня в запрещенной зоне несущественна. Следовательно, под глубокими радиационными уровнями в данной работе понимаются любые состояния в запрещенной зоне, образованные радиационными дефектами. Эти

состояния являются эффективными центрами захвата электронов и дырок и оказывают существенное влияние на перенос заряда в детекторе.

Изменение концентрации неравновесных носителей заряда за счет захвата на глубокий уровень описывается убывающей экспоненциальной функцией с постоянной, называемой временем захвата:

$$\tau_{tr}^{e,h} = \frac{1}{\sigma_{tr}^{e,h} v_{th}^{e,h} N_t}, \quad (1.8)$$

где  $v_{tr}^{e,h} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m^{e,h}}}$  - тепловая скорость электрона или дырки ( $m^{e,h}$  - эффективная масса носителя заряда в кристалле),  $\sigma_{tr}^{e,h}$  - сечение захвата электрона или дырки,  $N_t$  - концентрация ловушек.

#### 1.4 Полупроводниковый детектор излучений

Полупроводниковый детектор, рассматриваемый в работе, состоит из чувствительного объема, толщиной от нескольких единиц до нескольких сотен микрон, n или p типа и контактов с обеих сторон пластины. Например, p<sup>+</sup>/n/n<sup>+</sup> детектор, имеет чувствительный объем n типа проводимости, на поверхности которого сформирован p<sup>+</sup>-n переход. Высоколегированная n<sup>+</sup> область выполняет в данном устройстве роль тылового омического контакта. Зачастую у таких детекторов на периферии p<sup>+</sup>-n перехода присутствует система защитных плавающих колец, контролирующая распространение потенциала вокруг p-n перехода (VTS – voltage termination structure). Принцип регистрации частиц таким детектором состоит в том, что частица, попадая в чувствительный объем сенсора, генерирует электронно-дырочные пары. Под действием поля, неравновесные электроны дрейфуют в сторону n<sup>+</sup> контакта, а дырки сторону p<sup>+</sup> контакта. Такой дрейф формирует сигнал во внешней цепи.

## Глава 2. Экспериментальные методы исследования

Вторая глава исследовательской работы посвящена описанию экспериментальных методик и экспериментальных установок, используемых для изучения полупроводниковых детекторов.

## 2.1 Метод переходного тока

Основным методом исследования полупроводниковых детекторов, их свойств и параметров в данной работе является Метод Переходного Тока (ТСТ от англ. Transient Current Technique). Суть метода состоит в регистрации токового отклика детектора на импульсную генерацию носителей заряда вблизи одного из контактов. Такие неравновесные носители заряда дрейфуют как единое облако в электрическом поле ОПЗ, формируя токовый импульс во внешней цепи. Форма отклика (ур. 1.7) однозначно связана с зарядом и дрейфовой скоростью носителей, которая определяется электрическим полем (ур. 1.6). Для генерации неравновесного заряда, как правило, используется лазерное излучение в диапазоне длин волн 600-700 нм. Если электронно-дырочные пары генерируются в электрическом поле р-п перехода вблизи  $p^+$  контакта, то поле задает электронам и дыркам противоположно направленные вектора дрейфовых скоростей. Электроны дрейфуют в сторону  $n^+$  контакта, а дырки, находящиеся вблизи  $p^+$  контакта, моментально покидают объем детектора и вклад в ток не дают. Этот процесс показан на рисунке 1.

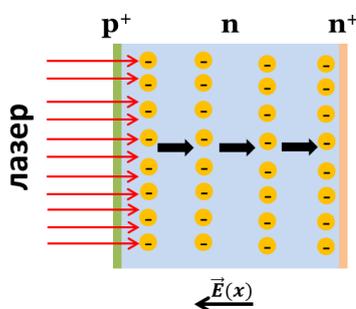


Рисунок 1. Модель метода переходного тока при генерации носителей заряда вблизи  $p^+$  контакта.

Анализ токовых откликов детектора позволяет получить информацию о распределении электрического поля в объеме материала, о подвижностях неравновесных носителей заряда и о распределении концентрации заряженных примесей в объеме структуры.

## 2.2 Экспериментальная установка ТСТ

В работе исследования методом переходного тока проводились в диапазоне температур  $6 < T < 300$  К. Для изменения температуры образца

использовался криостат замкнутого цикла производства ARS. Управление температурой производилось с помощью температурного PID контроллера Lake Shore 335. Для подачи напряжения использовался источник напряжения высокой стабильности Keithley 2420. Для генерации неравновесного заряда использовался импульсный источник лазерного излучения, с длительностью импульса 47 пс и контролируемой частотой повторения (100 Гц – 40 МГц). Длина волны лазерного излучения 660 нм. Для регистрации импульсов тока во внешней цепи использовался осциллограф LeCroy WavePro 7300A с аналоговой полосой пропускания 3 ГГц, частотой дискретизации 20 ГГц и входным сопротивлением 50 Ом. С помощью использования современных приборов удалось достичь хорошей согласованности всей линии передачи сигнала от образца к осциллографу. Таким образом удалось избежать паразитных отражений сигнала, искажающих результаты эксперимента. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рисунке 2а.

### 2.3 *in situ* радиационные тесты

Суть *in situ* экспериментов состояла в моделировании функционирования сенсоров, путем их облучения интенсивными пучками протонов при температуре сверхтекучего гелия  $T = 1.8$  К. Непосредственно в процессе облучения проводились измерения токовых откликов детектора. Диаметр пучка протонов в области эксперимента составлял 1 см с интенсивностью  $1.3 \times 10^{11}$  р/см<sup>2</sup>. Пучок был сегментирован во времени на ступки длительностью 400 мс. Детекторы располагались в среде сверхтекучего гелия при фиксированной температуре 1.9 К, что гарантировало неизменность температуры в ходе всего эксперимента. Для генерации неравновесных носителей заряда в методе переходного тока использовался лазер с длиной волны 630 нм и длительностью импульса 45 пс. Для регистрации импульсов тока использовался осциллограф LeCroy WavePro 5410. Блок-схема эксперимента представлена на рисунке 2б.

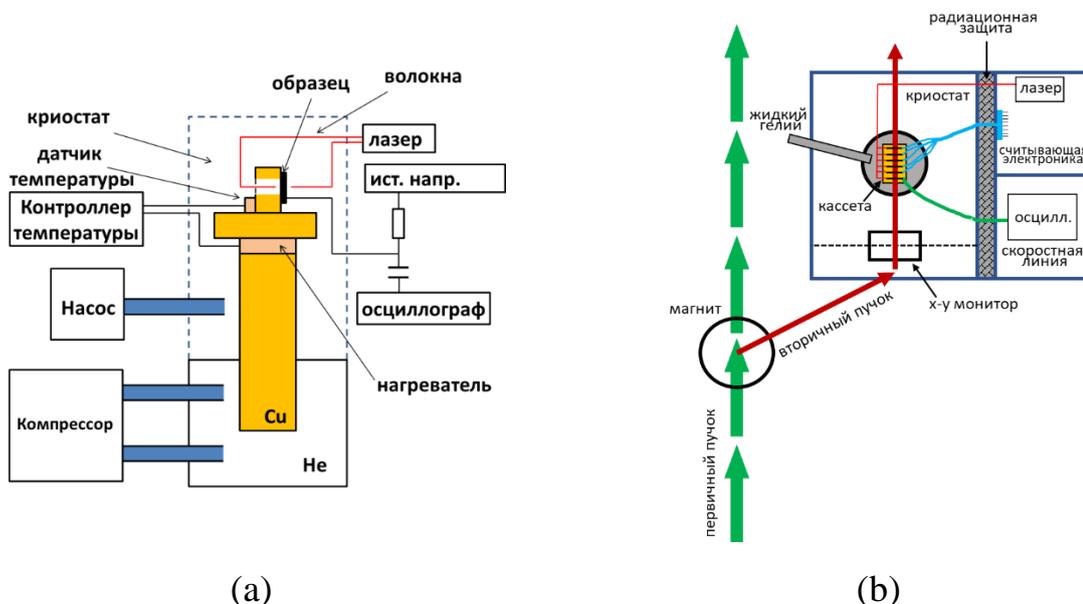


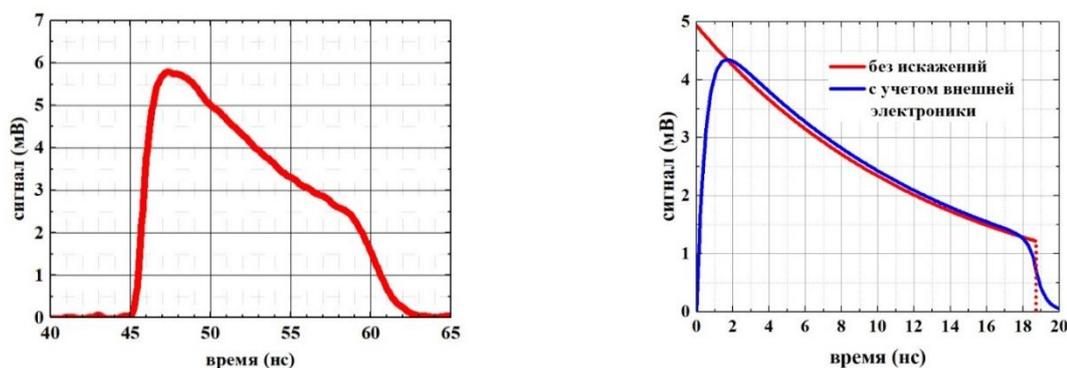
Рисунок 2. Блок-схемы экспериментов. (a) – ТСТ, (b) – *in situ* радиационные тесты.

### Глава 3. Алгоритм обработки данных экспериментов ТСТ

В третьей главе работы разрабатывается алгоритм восстановления распределения электрического поля и концентрации заряженных примесей в объеме кремниевого детектора излучений напрямую из экспериментальных результатов, полученных методом переходного тока. Алгоритм обработки данных был построен и проверен на примере необлученного однородно легированного  $p^+/n/n^+$  рад детектора с плоским несегментированным резким несимметричным  $p^+$ - $n$  переходом.

#### 3.1 Восстановление физической формы импульса тока

На рисунке 3а представлен типичный экспериментальный токовый отклик указанного детектора, полученный методом ТСТ при генерации носителей заряда лазером вблизи  $p^+$  контакта.



(a)

(b)

Рисунок 3. Типичный ТСТ токовый отклик детектора. (a) – эксперимент, (b) – учет искажений.

Импульс имеет участок нарастания сигнала длительностью 600 пс, связанный с откликом внешней электроники. Затем наблюдается плавный участок, определяемый кинетикой дрейфа носителей. Далее виден спад импульса, длительностью более 2000 пс. Форма спада связана с совокупным влиянием нескольких факторов: конечность глубины генерации неравновесных носителей заряда лазером, диффузионное расширение облака электронов за время его дрейфа в объеме и отклик внешней электроники. В работе описываются методы учета этих факторов и алгоритм восстановления физической формы импульса для дальнейшего анализа и получения искомых результатов. На рисунке 3b красной линией показан восстановленный физический токовый отклик детектора, лишенный искажений. Критерием корректности восстановления физической формы токового отклика сенсора является совпадение площадей модельного и экспериментального импульсов, т.е. равенство перенесенного заряда.

### 3.2 Восстановление распределения электрического поля

Восстановление распределения электрического поля производится с помощью пошагового интегрирования. В первой точке восстановленного физического импульса вычисляется величина электрического поля с помощью уравнений (1.5) и (1.7) и затем производится пошаговое вычисление электрического поля в соседних точках на основании предположения, что подвижность в этих точках одинаковая:

$$E_{i+1} = \frac{d}{Q_0} [i(t_{i+1}) - i(t_i)]\mu(E_i) + E_i, \quad i = 0..N - 1, \quad t_N = t_{dr}. \quad (3.1)$$

Затем производится переход от шкалы времени к шкале координаты путем простого интегрирования. Метод пошагового интегрирования (3.1) схематично продемонстрирован на рисунке 4.

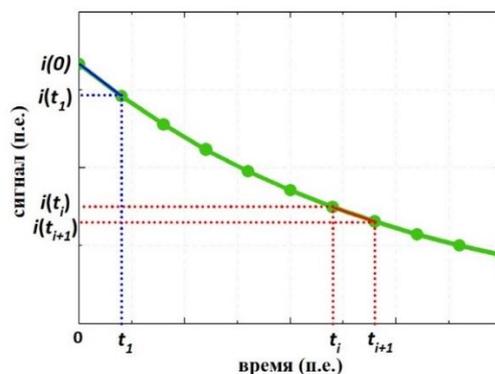


Рисунок 4. Пошаговое интегрирование цифрового сигнала с целью восстановления распределения электрического поля.

Результат применения алгоритма обработки данных к экспериментальному импульсу показан на рисунке 5.

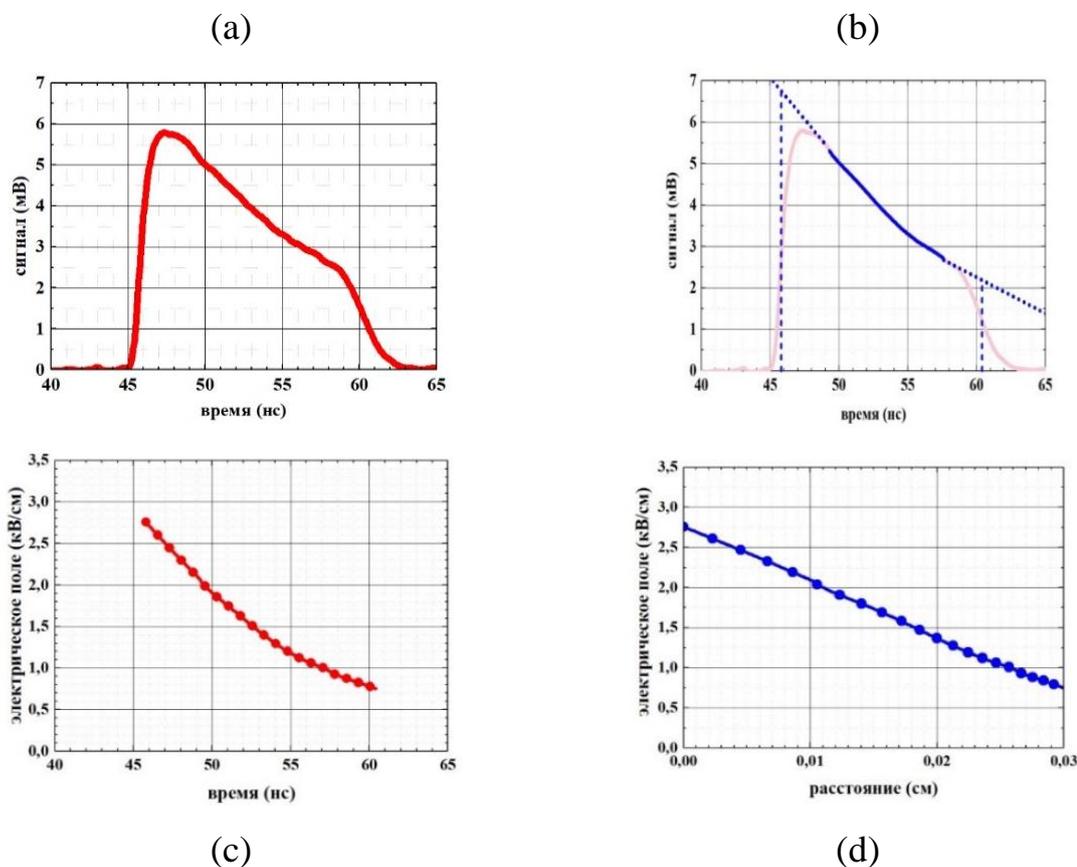


Рисунок 5. Результат пошагового применения метода восстановления распределения электрического поля.

Рисунок 5а – исходный экспериментальный импульс, рисунок 5б – восстановленная физическая форма импульса, рисунок 5с – зависимость величины электрического поля в точке, где движется заряд, от времени дрейфа заряда, рисунок 5д – распределение электрического поля по координате. Электрическое поле на рисунке 5д распределено линейно, градиент его

изменения определяется концентрацией доноров  $N_D$  в чувствительном объеме сенсора. Поскольку это был тестовый эксперимент,  $N_D$  было известно заранее из измерения ВФХ и равнялось  $(4.1 \pm 0.3) \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , в то время как результат измерений построенным алгоритмом  $(4.3 \pm 0.2) \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Что свидетельствует о погрешности менее 2.5%.

#### **Глава 4. Исследования необлученных кремниевых детекторов при $6 < T < 100 \text{ К}$**

Фосфор в кремнии является электрически активным донором, и его энергия активации составляет 45 мэВ [9], что свидетельствует о том, что все атомы фосфора при температурах выше 77 К ионизованы. Однако, для прогнозирования работоспособности детекторов при температурах жидкого гелия были проведены исследования и получены результаты с помощью алгоритма, описанного в главе 3, которые позволили получить величину энергии активации фосфора в электрическом поле и в нейтральном материале при температурах ниже 10 К.

##### *4.1 Экспериментальные результаты*

Применение алгоритма обработки данных экспериментальных результатов (рисунок 6а), полученных методом ТСТ в широком температурном диапазоне вплоть до 7.6 К, позволило получить зависимость концентрации заряженных примесей в объеме детектора от температуры, которая показана на рисунке 6б. В результате вычислений было показано, что электрическое поле в объеме детектора распределено линейно при любой температуре, а концентрация заряженных примесей постоянна.

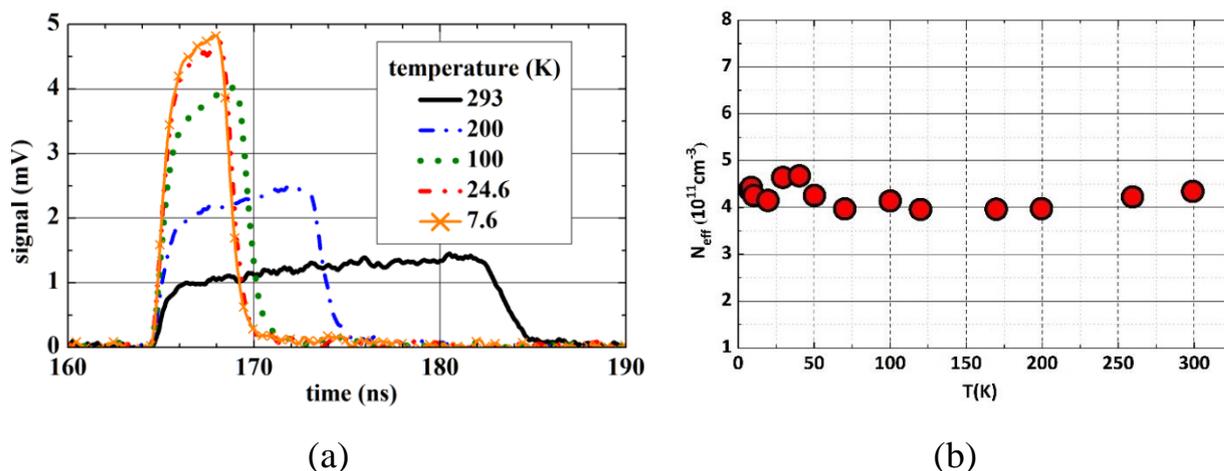
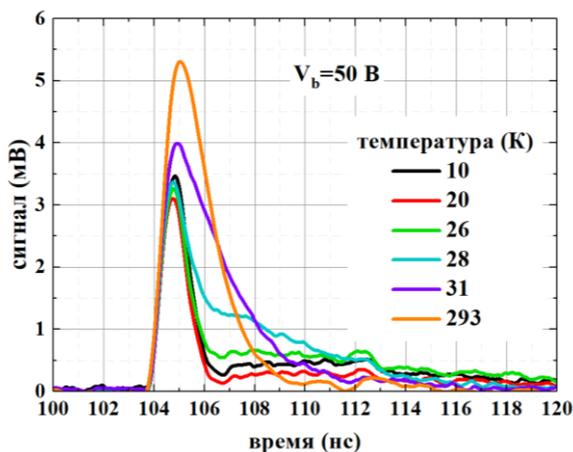


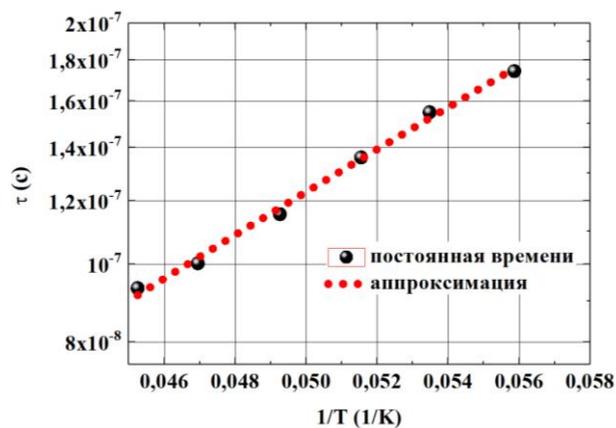
Рисунок 6. Экспериментальные ТСТ импульсы (а) и результат вычисления концентрации заряженных примесей (б).

Исходя из полученных данных, при температуре 7.6 К все мелкие примеси фосфора ионизованы, следовательно можно дать оценку сверху для величины энергии активации. Она не превосходит 5 мэВ.

Изучение импульсов тока, полученных на полностью обедненных детекторах (рисунок 7а), позволило вычислить энергию активации фосфора в нейтральном объеме полупроводника. При неполном обеднении р-п перехода часть объема детектора нейтральна, поэтому токовый отклик детектора в методе ТСТ состоит из двух компонент. Первая связана с дрейфом носителей заряда в ОПЗ, вторая связана с током неосновных носителей заряда в нейтральном объеме. Температурная зависимость второй компоненты тока определяется величиной энергии активации примеси [15]. На рисунке 7а заметна трансформация сигнала в районе температур 30 К, связанная с изменением заполнения атомов фосфора в нейтральной части объема. На рисунке 7б показана зависимость постоянной времени эмиссии электронов от обратной температуры, определенная из рисунка 7а.



(a)



(b)

Рисунок 7. Экспериментальные ТСТ импульсы для не полностью обедненного образца (a) и результат вычисления постоянной времени захвата (b).

#### 4.2 Анализ экспериментальных результатов

Зависимость, показанная на рисунке 7b позволяет вычислить энергию активации фосфора в нейтральном объеме. Она совпала с точностью 97% с литературными данными [9] и составила 46 мэВ. Таким образом, энергия активации фосфора в электрическом поле отличается в 9 раз по сравнению с величиной энергии активации фосфора в нейтральном материале. Данный факт в работе объясняется эффектом Пула-Френкеля, то есть, искажением потенциального барьера донора для электрона, дополненного процессом туннелирования электрона под этим барьером.

### Глава 5. Исследования облученных кремниевых детекторов при $T=1.8$ К

В пятой главе работы приводятся экспериментальные результаты, полученные методом ТСТ в ходе проведения *in situ* радиационных тестов на ускорителе протонов (PS) в ЦЕРНе, строится физическая модель формирования сигнала в детекторе, включающая в себе перенос неравновесного заряда в несколько стадий с лавинным умножением носителей заряда, и вычисляются транспортные параметры электронов и дырок в рамках построенной модели.

## 5.1 Эксперимент и экспериментальные результаты

Поведение *in situ* радиационных тестов при температуре 1.9 К по методу, описанному в п. 2.3, дало экспериментальные результаты, пример которых показан на рисунке 8. Поскольку лазер генерировал носители заряда у  $n^+$  контакта, ожидалось наблюдение дрейфа дырок в сторону  $p^+$  контакта. При температуре 1.9 К насыщенная дрейфовая скорость дырок близка к  $1 \times 10^7$  см/с и при толщине образца 0.03 см время дрейфа должно составлять примерно 3 нс. В то время как при дозе облучения детектора  $5 \times 10^{13}$  р/см<sup>2</sup> длительность импульса превышает 10 нс и ток резко возрастает спустя 3-4 нс после лазерной генерации. Следовательно, токовый импульс, полученный с детектора, не может быть откликом только на монополярный дрейф дырок в объеме.

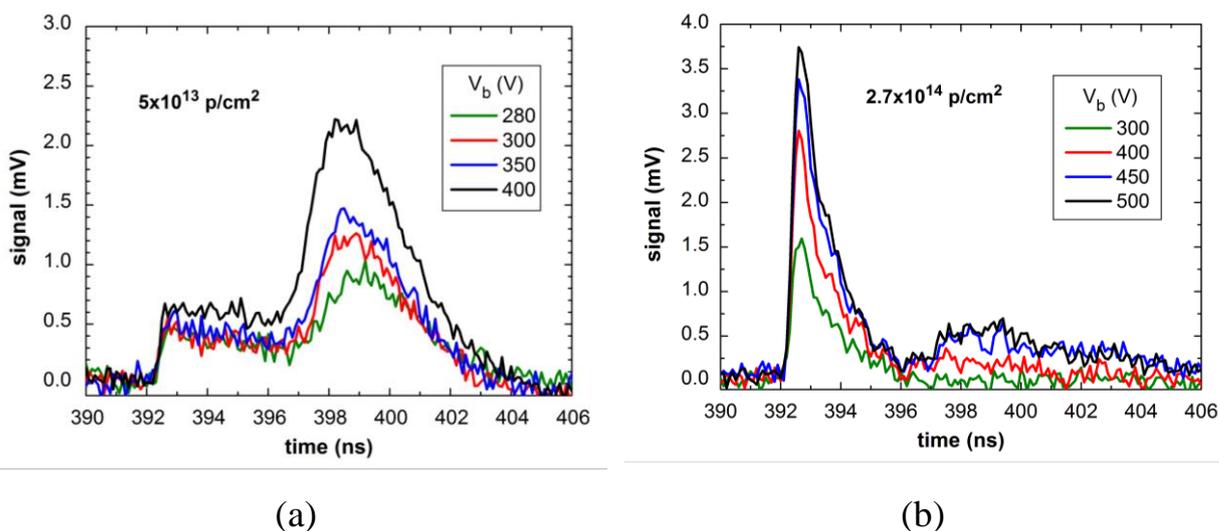


Рисунок 8. ТСТ сигналы, записанные в момент облучения протонами при температуре 1.9 К и дозе облучения  $5 \times 10^{13}$  р/см<sup>2</sup> (а) и  $2.7 \times 10^{14}$  р/см<sup>2</sup> (б).

## 5.2 Физическая модель и транспортные параметры носителей заряда

Чтобы объяснить полученные экспериментальные результаты была построена следующая модель формирования сигнала.

После лазерной генерации у  $n^+$  контакта в течение 3-4 нс облако дырок дрейфует к  $p^+$  контакту индуцируя первую плавно спадающую часть токового отклика. Затем в области  $p^+$  контакта дырки оказываются в области высокого электрического поля и инициируют ударную ионизацию в материале. В тонком слое генерируются пары дырок и электронов, превосходящие по числу

первичные дырки, что приводит к резкому увеличению тока. Затем появившиеся электроны дрейфуют обратно в сторону  $n^+$  контакта индуцируя вторую часть токового отклика. При этом в области  $n^+$  контакта и дозе облучения детектора  $5 \times 10^{13}$  p/cm<sup>2</sup> величина электрического поля недостаточна для повторного умножения носителей заряда, инициированного электронами.

При увеличении дозы облучения детектора до величины  $2.7 \times 10^{14}$  p/cm<sup>2</sup> (экспериментальные результаты показаны на рисунке 8б) в первой стадии переноса заряда время жизни дырок становится существенно меньше времени их дрейфа, поэтому наблюдается резкий экспоненциальный спад. Однако длительность импульса в данном случае составляет больше 15 нс, а значение тока в момент лазерной генерации существенно зависит от величины приложенного смещения. Данный факт может быть объяснен тем, что при дозе облучения  $2.7 \times 10^{14}$  p/cm<sup>2</sup> величина электрического поля вблизи  $n^+$  контакта становится достаточной для возникновения ударной ионизации. То есть при такой дозе облучения наблюдается третья стадия переноса заряда, состоящая в дрейфе вторично генерированных ударной ионизации дырок к  $p^+$  контакту детектора

На рисунке 9 показан вариант аппроксимации токового отклика с использованием суммы Гауссианов, которая позволяет вычислить параметры дрейфа носителей заряда во второй и третьей стадиях.

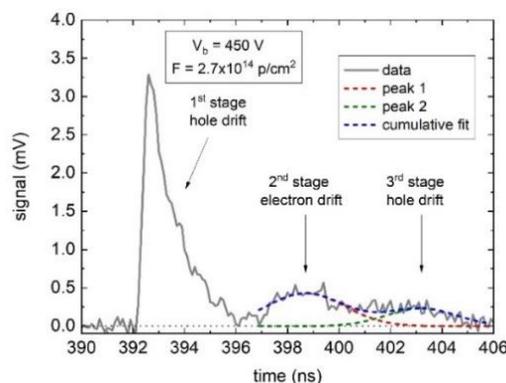


Рисунок 9. Аппроксимация токового отклика детектора, облученного протонами до дозы  $2.7 \times 10^{14}$  p/cm<sup>2</sup>.

Основываясь на построенной модели, была проведена обработка токовых откликов детектора и были получены следующие результаты для

транспортных параметров (время дрейфа, ток в нулевой момент времени, собранный заряд и постоянная времени захвата) электронов и дырок, показанные на рисунке 10.

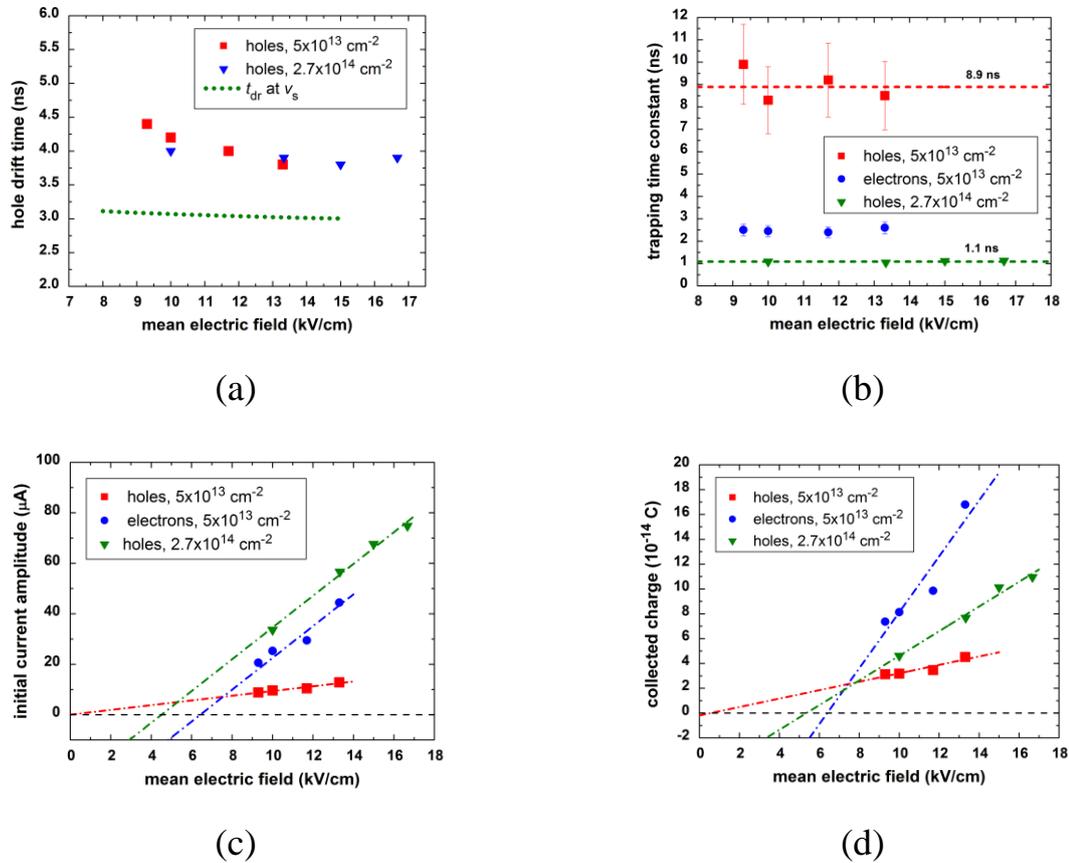
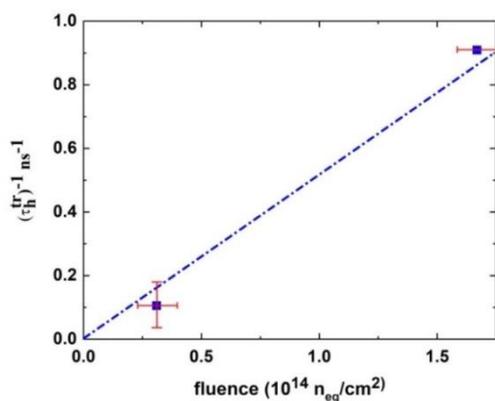


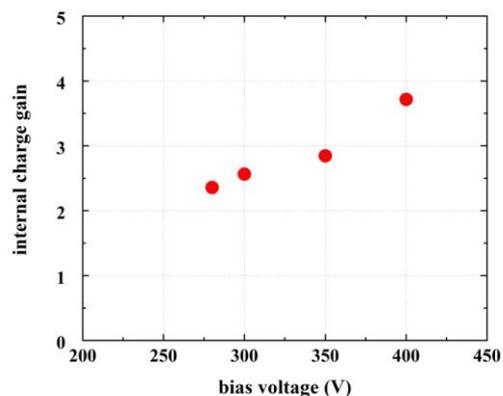
Рисунок 10. Зависимости транспортных параметров носителей заряда от величины среднего электрического поля в детекторе (а) время дрейфа дырок, (б) постоянная времени захвата, (с) ток в нулевой момент времени (д) собранный заряд.

Линейные экстраполяции на рисунках 10с и 10д подтверждают гипотезу о возникновении второй компоненты импульса тока вследствие лавинного умножения. Действительно, зависимость собранного заряда электронов от электрического поля не пересекает начало координат и имеет пороговый характер.

Обработка данных, представленных на рисунках 10б и 10д, позволяет построить зависимости постоянной времени захвата дырок от величины дозы облучения и внутреннего коэффициента умножения заряда для дозы  $5 \times 10^{13} \text{ p/cm}^2$ , соответственно. Результаты представлены на рисунке 11.



(a)



(b)

Рисунок 11. Зависимости постоянной времени захвата дырок от дозы облучения (a) и внутреннего коэффициента умножения заряда от приложенного смещения (b).

Коэффициент наклона прямой на рисунке 11a оказался в 5 раз больше, чем при температуре  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ , следовательно скорость уменьшения времени жизни дырок при температуре 1.9 К в 5 раз выше, чем при температуре  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ , что объясняется особенностями дефектообразования при криогенных температурах.

### 5.3 Сценарий радиационной деградации

В работе [16] исследовались зависимости собранного детекторами с различной толщиной заряда при температуре 1.9 К от дозы облучения протонами. Результаты представлены на рисунке 12. Ожидалось наблюдение резкого падения эффективности сбора заряда при увеличении дозы облучения в связи с уменьшением времени жизни носителей заряда. Однако во всех случаях при достижении дозы облучения в диапазоне  $10^{13}$ - $10^{14}$  p/cm<sup>2</sup> наблюдается увеличение собранного заряда. Такое поведение зависимостей на рисунке 12 может быть объяснено влиянием обнаруженного в детекторах эффекта лавинного умножения. Так как исследовался собранный заряд, то есть интеграл от тока, то наличие нескольких стадий переноса заряда эффективно увеличивает изначально генерированный заряд и компенсирует его снижение за счет уменьшения времени жизни. Затем при достижении дозы примерно  $10^{15}$  p/cm<sup>2</sup> вклад лавинного умножения становится недостаточным, так как

пренебрежимо малая часть изначально генерированного заряда может попасть в область высокого поля, что приводит к падению сигнала.

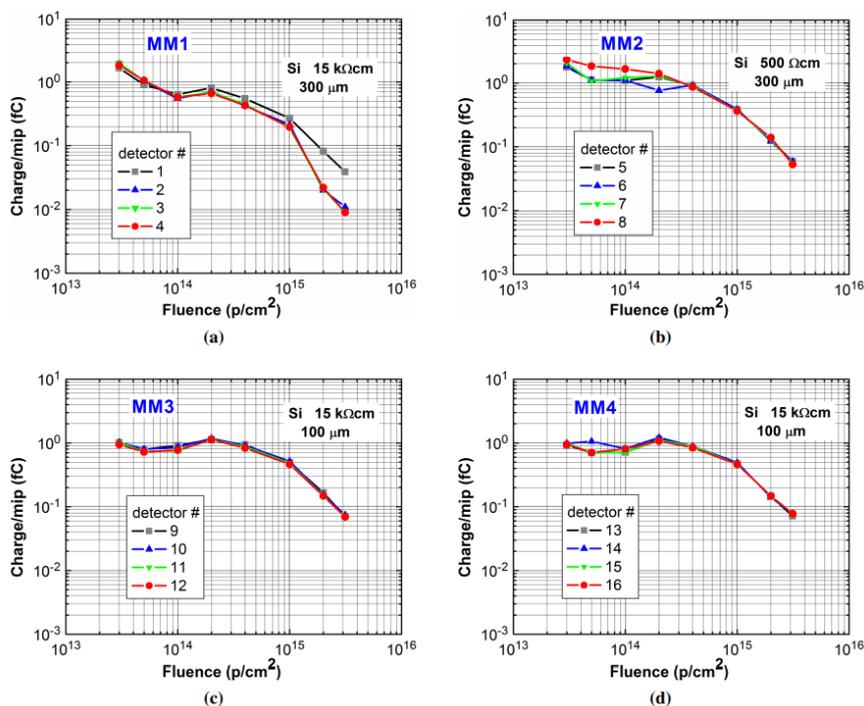


Рисунок 12. Зависимость собранного детектором заряда от дозы облучения. (а) удельное сопротивление 15 кОм\*см, толщина 0.03 см, (б) удельное сопротивление 500 Ом\*см, толщина 0.03 см, (с) удельное сопротивление 15 кОм\*см, толщина 0.01 см, (д) удельное сопротивление 15 кОм\*см, толщина 0.01 см.

Описанный эффект существенно продлевает срок эксплуатации кремниевых детекторов, так как эффективно замедляет деградацию эффективности сбора заряда с увеличением дозы облучения. При этом проявление многостадийного процесса переноса заряда в облученных радиодетекторах было зафиксировано только при температуре 1.9 К в *in situ* тестах, что может быть объяснено особенностями дефектообразования в таких условиях.

## Глава 6. Исследования кремниевых детекторов, облученных ионами аргона, при T=200 – 300 К

Шестая глава работы посвящена решению перспективной прикладной задачи использования кремниевых детекторов для регистрации тяжелых ионов. Приводятся результаты исследования перестройки поля в кремниевом

детекторе под воздействием ионов  $^{40}\text{Ar}^{+7}$  с энергиями 1.62 ГэВ с использованием разработанной техники и алгоритмов.

### *6.1 Особенности радиационной деградации*

Кремниевые детекторы в ускорительных установках подвергаются воздействию множества частиц – заряженных адронов, нейтронов, гамма-квантов и других. Комбинация облучающих частиц в значительной степени влияет на дефектообразование в материале и функционирование прибора. Под воздействием облучения в кремнии создается спектр электрически активных уровней в запрещенной зоне полупроводника, как мелких, так и глубоких. Соотношение их концентраций зависит от типа материала, из которого изготовлен детектор, и от типа облучающих частиц, которые создают первичные вакансии и междоузлия с различной плотностью. С увеличением атомной массы частиц и дозы облучения связки вакансий и кластеры, связанные с вакансиями, доминируют при дефектообразовании и вносят определяющий вклад в электрофизические свойства детектора [17]. Важным является соотношение точечных и кластерных дефектов, так как оно зависит от положения детекторов внутри ускорительных установок и их близости к точкам столкновения ускоряющихся частиц. Поэтому исследования, направленные на изучение зависимости соотношения точечных и кластерных дефектов от типа облучения и дозы позволяют построить сценарий радиационной деградации материала и спрогнозировать работоспособность устройств в экспериментах по ядерной физике.

### *6.2 Эксперимент и экспериментальные результаты*

Эксперимент по изучению распределения электрического поля в детекторах, облученных ионами, был проведен с использованием  $p^+/n/n^+$  детекторов толщиной 0.03 см, площадью  $p$ - $n$  перехода 0.25 см<sup>2</sup> и удельным сопротивлением 10 кОм\*см (концентрация легирующей примеси фосфора  $4 \times 10^{11}$  см<sup>-3</sup>) с напряжением полного обеднения  $V_{fd} = 30$  В. Облучение детекторов проводилось на установке ACCULINNA на ускорителе U-400М в ОИЯИ, Дубна, Россия ионами аргона  $^{40}\text{Ar}^{+7}$  с энергиями 1.62 ГэВ и

интенсивностью пучка  $10^8 - 10^{10}$  ион/см<sup>2</sup>. Доза облучения детекторов, исследуемых в работе составила  $1 \times 10^{12} - 2.31 \times 10^{13}$  ион/см<sup>2</sup>. Эксперимент был проведен по методу переходного тока на установке, описанной в п. 2.2. Экспериментальные результаты показаны на рисунке 13. Детекторы исследовались в температурном диапазоне  $200 < T < 292$  К, так как использование кремниевых сенсоров на ускорителях тяжелых ионов предполагает их охлаждение до температур  $-50$  °С с целью минимизации темнового тока.

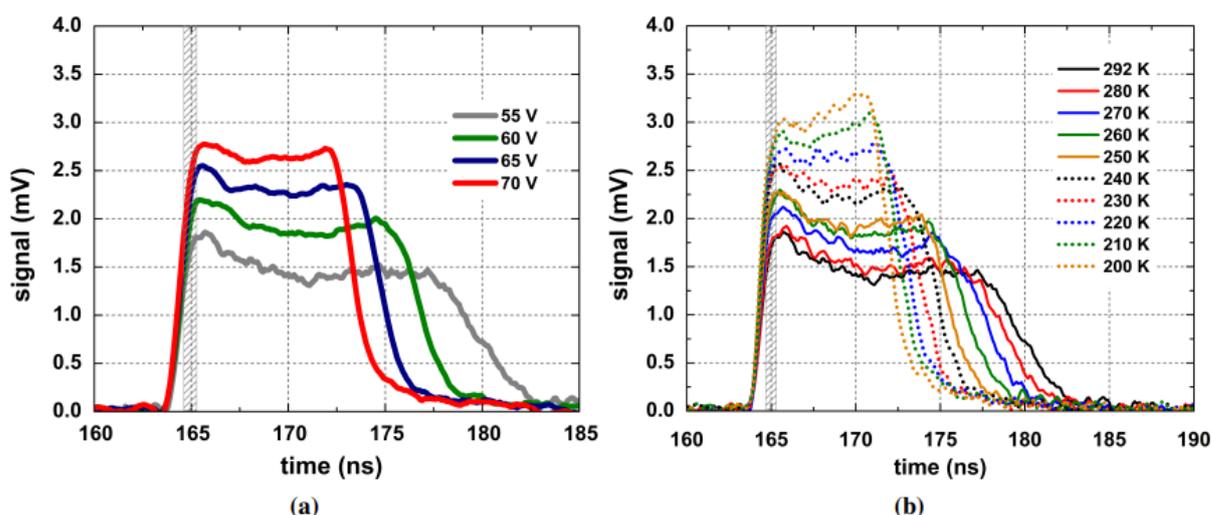


Рисунок 13. Экспериментальные результаты ТСТ, полученные для детектора, облученного ионами аргона (генерация у  $p^+$  контакта). (a)  $T=293$  К, различные напряжения смещения, (b)  $V_b=55$  В, различные температуры.

Площади токовых импульсов, то есть, собранный детектором заряд, представлены на рисунке 14. Постоянство собранного заряда свидетельствует о несущественности процессов захвата электронов, что объясняется значительным превышением постоянной времени захвата над временем дрейфа.

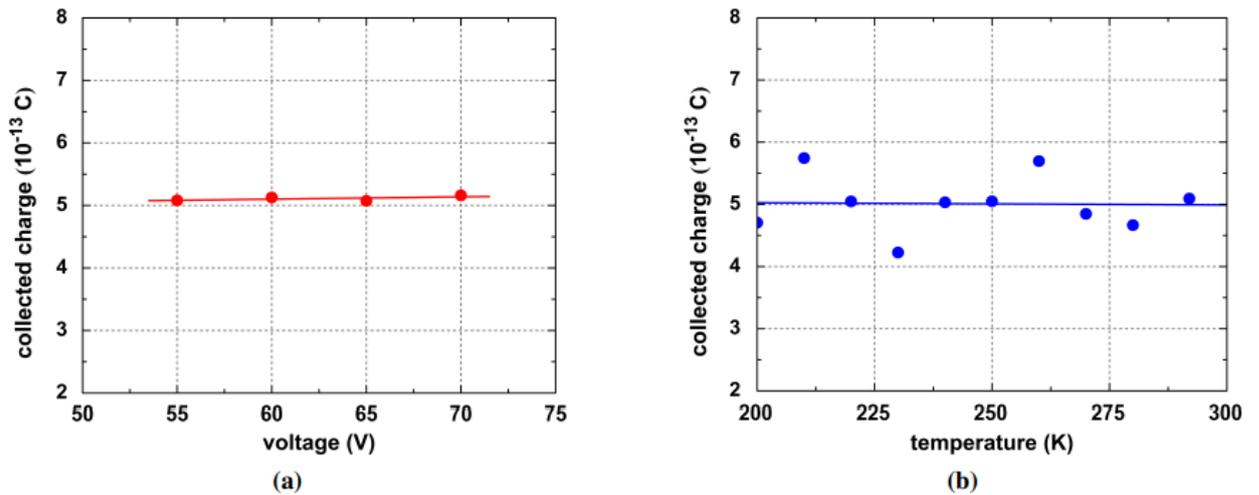


Рисунок 14. Собранный детектором заряд. (а)  $T=293$  К, различные напряжения смещения, (б)  $V_b=55$  В, различные температуры.

Следовательно, применяя алгоритм обработки данных, описанный в п. 3.1, могут быть получены распределения электрического поля и концентрации заряженных примесей, показанные на рисунке 15.

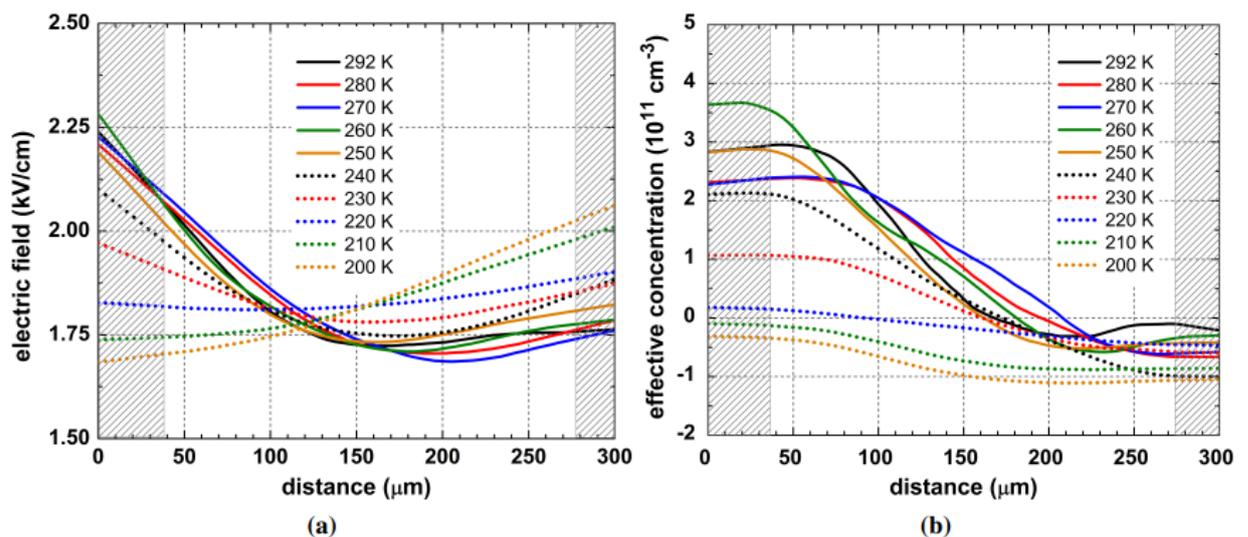


Рисунок 15. Распределения электрического поля (а) и концентрации заряженных примесей (б) в облученном ионами аргона детекторе  $V_b=55$  В.

Серым на рисунке показаны области неопределенности, связанные с особенностями алгоритма обработки данных. В температурном диапазоне  $250 < T < 292$  К распределение электрического поля не меняется. При дальнейшем уменьшении температуры, происходит перестроение поля, что в конечном итоге приводит к смене знака объемного заряда при температуре

220 К. Этот процесс связан с доминированием захвата электронов и нейтрализацией глубоких доноров.

### 6.3 Моделирование температурных воздействий на распределение электрического поля в детекторе

Для вычисления параметров глубоких уровней, формирующих распределения, показанные на рисунке 15, воспользуемся двухуровневой моделью – в запрещенной зоне детектора присутствует один эффективный акцепторный и один эффективный донорный глубокие уровни [18]. Вероятность заполнения этих уровней описывается сложной функцией, зависящей от комбинации параметров ГУ – энергии активации, сечения захвата/выброса и концентраций обоих уровней. Подбор этих параметров для совпадения экспериментальных и расчетных распределений привел к следующим результатам, показанным на рисунке 16. Значения параметров глубоких уровней, использованных в моделировании, приведены в таблице 1.  $E_{gen}$  – энергия активации объемного тока,  $m_{gen}$  – коэффициент введения электрически активных дефектов,  $E_{DD}$ ,  $E_{DA}$  – энергии активации доноров и акцепторов,  $\sigma_{e_{DD}}$ ,  $\sigma_{h_{DD}}$  – сечения захвата/выброса электрона и дырки на глубокий донор,  $\sigma_{e_{DA}}$ ,  $\sigma_{h_{DA}}$  – сечения захвата/выброса электрона и дырки на глубокий акцептор,  $m$  – коэффициент, определяющий температурную зависимость сечений захвата/выброса.

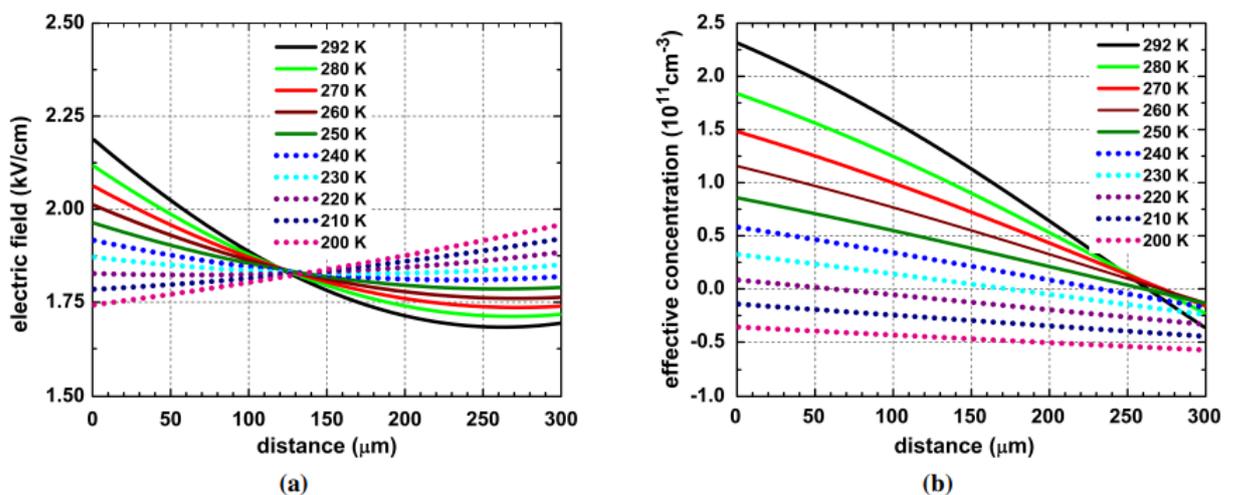


Рисунок 16. Расчетные распределения электрического поля (а) и концентрации примесей (б) в облученном ионами аргона детекторе.

Таблица 1. Параметры глубоких уровней в двухуровневой модели.

	Активация тока		Глубокий акцептор			Глубокий донор			$m$
	$E_{gen}$	$m_{gen}$	$E_{DD}$	$\sigma_{e\_DD}$	$\sigma_{h\_DD}$	$E_{DA}$	$\sigma_{e\_DA}$	$\sigma_{h\_DA}$	
	eV	cm <sup>-1</sup>	eV	cm <sup>2</sup>	cm <sup>2</sup>	eV	cm <sup>2</sup>	cm <sup>2</sup>	
знач.	0.68	700	$E_v + 0.48$	$3 \times 10^{-14}$	$1 \times 10^{-14}$	$E_c - 0.55$	$1.03 \times 10^{-14}$	$9 \times 10^{-15}$	-3

Совпадение экспериментальных результатов с результатами моделирования возможно только при увеличении параметра  $m_{gen}$  в 60 раз по сравнению с облучением протонами/нейтронами, что может быть объяснено повышенной концентрацией первичных дефектов, производимых тяжелыми ионами и дальнейшим образованием избыточного числа вакансий, приводящее к увеличению количества кластерных дефектов в объеме материала. Однако, с другой стороны, увеличение  $m_{gen}$  должно приводить к существенному увеличению наблюдаемого электрического тока, что не было зафиксировано экспериментально. Данный факт пока не находит объяснения, однако, никакой другой набор параметров в таблице 1 не может обеспечить совпадения расчетных и экспериментальных распределений электрического поля.

## Заключение

В ходе исследований были получены следующие результаты:

1. Разработан и поставлен эксперимент по методу переходного тока, позволяющий проводить исследования кремниевых детекторов при температурах ниже 10 К, собрана и налажена экспериментальная установка;
2. Разработан алгоритм обработки экспериментальных данных, позволяющий восстановить распределения электрического поля и концентрации заряженных примесей в объеме детектора. Алгоритм был протестирован на необлученных детекторах и продемонстрировал совпадение с расчетными профилями электрического поля с точностью выше 95%.
3. Для необлученных сенсоров были получены результаты по энергии активации атомов фосфора в кремнии при температурах ниже 10 К в нейтральном объеме материала и в области электрического поля.
4. Была разработана и аргументирована физическая модель многостадийного процесса собирания заряда. В рамках разработанной модели были получены транспортные характеристики носителей заряда, был вычислен внутренний коэффициент умножения и скорость деградации времени жизни дырок. Было показано, процессы ударной ионизации расширяют дозовый диапазон эффективного собирания заряда в детекторе.
5. Разработанный алгоритм был применен для анализа экспериментальных данных, полученных методом переходного тока при изучении сенсоров, облученных тяжелыми ионами  $^{40}\text{Ar}$  в диапазоне температур 200 – 300 К. Были восстановлены профили распределений электрического поля и концентрации заряженных примесей в объеме детектора. Были получены параметры глубоких уровней: концентрации, энергии активаций и вероятности захвата/выброса для двух глубоких уровней.

## Список литературы

1. *M. Kastriotou et al* BLM Crosstalk Studies on the CLIC Two-Beam Module // Proceedings of IBIC2015, 2015. P. 148 [ISBN 978-3-95450-176-2](#)
2. *B. Dehning* Beam Loss Monitors at LHC // [arXiv:1608.03079](#).
3. *G. Apollinari et al* High-Luminosity Large Hadron Collider (HL-LHC): [Preliminary Design Report 2015 \(005\)](#) 207.
4. *M. R. Bartosik et al* Characterisation of Si Detectors for the use at 2K // [Proc. IPAC2013](#), 643-645.
5. *C. Kurfürst et al.* Operation of silicon, diamond and liquid helium detectors in the range of room temperature to 1.9 K and after an irradiation dose of several Mega Gray // [Proc. IBIC 2013](#), 791-794.
6. *C. Kurfürst et al* *In situ* radiation test of silicon and diamond detectors operating in superfluid helium and developed for beam loss monitoring // Nucl. Instrum. Meth. A [vol. 782 \(2015\)](#) 149-158.
7. *E. Verbitskaya et al* Charge collection in Si detectors irradiated *in situ* at superfluid helium temperature // Nucl. Instrum. Meth. A [vol. 796 \(2015\)](#) 118-125.
8. *Z. Li et al* Direct observation and measurements of neutron-induced deep levels responsible for  $N_{\text{eff}}$  changes in high-resistivity silicon detectors using TCT // Nucl. Instr. and Meth. A [vol. 388 issue 3 \(1997\)](#) 297-307.
9. *S. M. Sze Kwok K. Ng* Physics of semiconductor devices. John Wiley and Sons, 3<sup>rd</sup> edition 2006 [ISBN: 978-0-470-06832-8](#)
10. *M. Bosetti et al* DLTS measurement of energetic levels, generated in silicon detectors // Nucl. Instr. and Meth. A [vol. 361 issue 3 \(1995\)](#) 461-465
11. *W. Shockley W.T. Read, Jr.* Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons // Phys. Rev. [vol. 87 \(1952\)](#) 835.
12. *V. Eremin et al* Double peak electric field distortion in heavily irradiated silicon strip detectors // Nucl. Instr. and Meth. A [vol. 535 issue 3 \(2004\)](#) 622–631
13. *S. Ramo* Currents Induced by Electron Motion // Proceedings of the IRE [vol. 27 issue 9 \(1939\)](#) 584–585.
14. *M. Moll* Radiation damage in silicon particle detectors: microscopic defects and macroscopic properties // [PhD thesis 1999](#) Hamburg U
15. *V. Eremin et al* Development of transient current and charge techniques for the measurement of effective net concentration of ionized charges ( $N_{\text{eff}}$ ) in the space charge region of p-n junction detectors // Nucl. Instr. and Meth. A [vol. 372 issue 3 \(1996\)](#) 388-398
16. *E Verbitskaya et al* Development of silicon detectors for Beam Loss Monitoring at HL-LHC // JINST [vol. 12 \(2017\)](#) C03036;

17. *G. Kramberger et al* Performance of silicon pad detectors after mixed irradiations with neutrons and fast charged hadrons // Nucl. Instrum. Meth. A [vol. 609 issues 2-3 \(2009\)](#) 142-148
18. *V. Eremin et al* The origin of double peak electric field distribution in heavily irradiated silicon detectors // Nucl. Instrum. Meth. A [vol. 476 issue 3 \(2002\)](#) 556-564