

Собирание заряда в кремниевых $p^+ - n - n^+$ -структурах при температуре 40 мК

© Е.М. Вербицкая¹, И.В. Еремин¹, Н.Н. Фадеева¹, В.К. Еремин¹, В.О. Зброжек²,
А.А. Яблоков², И.Д. Исаков^{1,3}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева,
603155 Нижний Новгород, Россия

³ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина),
197022 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: elena.verbitskaya@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 11 июня 2025 г.

В окончательной редакции 20 июня 2025 г.

Принята к публикации 20 июня 2025 г.

Собирание заряда в Si $p^+ - n - n^+$ -структурах толщиной 1 мм в диапазоне напряженности электрического поля до ~ 7.5 кВ/см исследовано при температуре 40 мК, являющейся целевой для работы Si болометрических детекторов антинейтрино. Анализ токовых откликов структур показывает, что в этих условиях объем кремния превращается в электронейтральный изолятор с временем захвата неравновесных электронов ~ 370 нс и дырок более 1 мкс. Собирание заряда демонстрирует 2 стадии: ток, ограниченный пространственным зарядом, и дрейф тонкого пакета носителей с кинетикой, контролируемой величиной собираемого заряда. Приведены расчеты сопутствующего дрейфу изменения электрического поля и показано уменьшение времени собирания носителей до 10 нс.

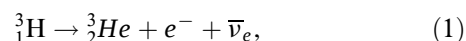
Ключевые слова: кремниевая $p^+ - n - n^+$ -структура, токовый отклик, электрическое поле, неравновесные носители заряда, время собирания, антинейтрино.

DOI: 10.61011/FTP.2025.03.61098.8123

1. Введение

Применение полупроводниковых приборов при температурах T в сотые доли градуса Кельвина сформировалось в связи с задачей поиска Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs) как возможных кандидатов, ответственных за существование темной материи во Вселенной. Эксперименты по поиску WIMPs развиваются коллаборациями Cryogenic Dark Matter Search (CDMS) [1,2] и Edelweiss [3] с использованием германиевых и кремниевых болометрических детекторов, работающих при T в десятки милликельвинов (мК), с планируемой в будущем массой в десятки килограммов и чувствительностью лучше 1 кэВ. В таких детекторах предполагается измерять не электрический отклик детектора, а тепловой, т.е. импульсное повышение температуры чувствительных элементов (ЧЭ) детектора за счет энергии, выделенной в нем частицей. При этом фундаментальные флуктуации сигнала при делении энергии между каналом ионизационных потерь, т.е. генерации неравновесных электронов и дырок, и потерь на образование фоонов не возникают. Достижение низкого уровня шума обеспечивается использованием transient-edge sensors (TES) с регистрацией сигнала усилителем типа „superconducting quantum interference device“ (SQUID). Другим направлением использования полупроводниковых детекторов являются исследования в области нейтринной физики. Так, в проекте GEMMA [4] для изучения магнитного момента реакторных антинейтрино

построен детектор весом 1.5 кг на основе HP (High purity) Ge. В рамках научной программы Национального центра физики и математики (НЦФМ), г.Саров, направление № 8 „Физика изотопов водорода“ [5] в настоящее время готовится эксперимент по исследованию магнитного момента электронного антинейтрино с тритиевым источником, в котором используется реакция [6]:



и трех типов детекторов, в том числе и кремниевого (Si) болометрического общим весом до 10 кг с рабочей температурой T в диапазоне 10–50 мК и целевым порогом регистрации в единицы эВ. Для обеспечения необходимой чувствительности в каждом ЧЭ планируется реализовать внутреннее усиление теплового сигнала [7] за счет эффекта Джоуля–Ленца, т.е. выделения тепла при движении носителей заряда в твердом теле под воздействием электрического поля. В таком ЧЭ дополнительная энергия ΔE , образующаяся за счет дрейфа неравновесных носителей заряда (ННЗ), созданных зарегистрированной частицей (в данном случае антинейтрино), в одномерной модели выражается как

$$\Delta E = \int_0^\eta Q_e(x, t) F(x, t) dx + \int_\eta^d Q_h(x, t) F(x, t) dx, \quad (2)$$

где Q_e, h — заряд электронов либо дырок, образованных частицей, который дрейфует в точке с координатой x ,

$F(x, t)$ — напряженность электрического поля, зависящая от координаты x , нормальной к поверхности структуры, и времени t , η — координата точки регистрации частицы, где происходит генерация ННЗ, и d — толщина ЧЭ. В случае, когда постоянная времени захвата неравновесных носителей τ_{tr} много больше времени их собирания t_{col} , величина Q постоянна. При этом совокупность траекторий дрейфа пакетов электронов и дырок соединяет электроды, между которыми имеется разность потенциалов, соответствующая приложенному напряжению V , что определяет независимость выделенной дополнительной энергии от η , т.е. $\Delta E = QV$. При соизмеримых τ_{tr} и t_{col} ΔE становится меньше и определяется транспортными параметрами электронов и дырок и их временами жизни. Для болометрических детекторов, разрабатываемых в программе № 8, толщина чувствительной области которых будет составлять несколько сантиметров, а $T = 10\text{--}50\text{ мК}$, отношение t_{col}/τ_{tr} может быть критичным. Это связано с тем, что на эффективность захвата ННЗ в кремнии могут влиять как глубокие примесные центры, так и мелкие доноры и акцепторы (фосфор и бор соответственно), концентрация которых в высокоомном Si при комнатной температуре составляет $(3\text{--}7) \cdot 10^{11}\text{ см}^{-3}$.

Исследование характеристик Si-детекторов при глубоком охлаждении активно проводилось ранее в связи с их разработками для экспериментов на Большом адронном коллайдере (БАК) [8,9] и осуществлялось при температуре сверхтекучего гелия (1.9 К). Это было связано с задачей мониторинга интенсивности радиационного поля в области сверхпроводящих магнитов БАК, однако исследования фокусировались на деградации сигнала детекторов под воздействием релятивистских протонов за счет падения τ_{tr} .

Цель представляемой работы — экспериментальное исследование кинетики собирания заряда в кремниевых детекторных $p^+ - n - n^+$ -структурах при T в десятки милликельвинов, связанное с разрабатываемыми в Программе № 8 детекторами антинейтрино с внутренним тепловым усилением сигнала, дрейф заряда в которых происходит при напряженности электрического поля от сотен В/см до единиц кВ/см. Приведенные в работе экспериментальные данные были получены при измерении импульсного токового отклика Si-структур в криостате растворения замкнутого цикла при $T = 40\text{ мК}$ и продолжают исследования, представленные ранее в работе [10].

2. Экспериментальные образцы и техника измерения токовых откликов

В экспериментах использовались детекторные $p^+ - n - n^+$ -структуры, изготовленные на пластинах n -Si толщиной 1 мм с ориентацией $\langle 100 \rangle$ и удельным сопротивлением $7\text{ кОм} \cdot \text{см}$ (соответствует концентрации доноров $N_0 \approx 6 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-3}$). Площадь контактного

p^+ -слоя, полученного имплантацией бора, составляла $10 \times 10\text{ мм}^2$; контакт был окружен структурой из четырех p^+ -колец, оптимизированной для стабилизации вольт-амперных характеристик при комнатной температуре. Имплантация атомов фосфора для создания тылового контактного n^+ -слоя проводилась на всю поверхность чипа размером $13 \times 13\text{ мм}^2$. Концентрация атомов бора и фосфора в p^+ - и n^+ -слоях составляла $\geq 10^{18}\text{ см}^{-3}$, что было достаточно для вырождения кремния при комнатной температуре. Металлизация контактных слоев алюминием имела оптические окна площадью $\sim 1\text{ мм}^2$, что было необходимо для генерации электронно-дырочных ($e-h$) пар лазером и проведения измерений токового отклика структур.

Измерения токового отклика образцов были проведены в Нижегородском государственном техническом университете при $T = 40\text{ мК}$. Экспериментальная установка на основе криостата растворения замкнутого цикла и методика измерений подробно описаны в работе [10]. Время охлаждения холодного фланца криостата от комнатной ($\sim 20^\circ\text{C}$) до целевой температуры составляло $\sim 20\text{ ч}$. Токовые отклики $p^+ - n - n^+$ -структур были получены при генерации ННЗ импульсным лазером с длиной волны 670 нм и длительностью импульса 47 пс. Диаметр светового пятна лазера на поверхности образца составлял $\sim 2\text{ мм}$. Однако в силу проблем с юстировкой положения оптоволоконного кабеля по отношению к оптическим окнам на контактах и радиального профиля интенсивности в пучке концентрация $e-h$ -пар в приконтактных областях была различной, что дополнительно усиливалось отличием в профиле легирования p^+ - и n^+ -слоев.

Токовые отклики регистрировались цифровым осциллографом с аналоговой полосой 2 ГГц и входным сопротивлением 50 Ом. Линии вывода сигналов от образцов, располагавшихся на холодном фланце криостата до осциллографа, включали систему криогенных коаксиальных кабелей суммарной длиной $\sim 2\text{ м}$ внутри криостата и наружные высокочастотные коаксиальные кабели длиной до 5 м.

3. Экспериментальные результаты по импульсному токовому отклику кремниевых $p^+ - n - n^+$ -структур при 40 мК

Измерения импульсного токового отклика $p^+ - n - n^+$ -структуры выполнялись при обратном напряжении и облучении одной из сторон образца импульсным лазером. Отрицательное напряжение прикладывалось к p^+ -контакту, с которого снимался сигнал, тогда как n^+ -контакт был заземлен. В промежутке времени, необходимом для установки требуемого напряжения на структуре, облучение лазерными импульсами прерывалось для минимизации нагрева образцов. Измерения при постоянном напряжении и различном времени релаксации образцов между подачами лазерных импульсов

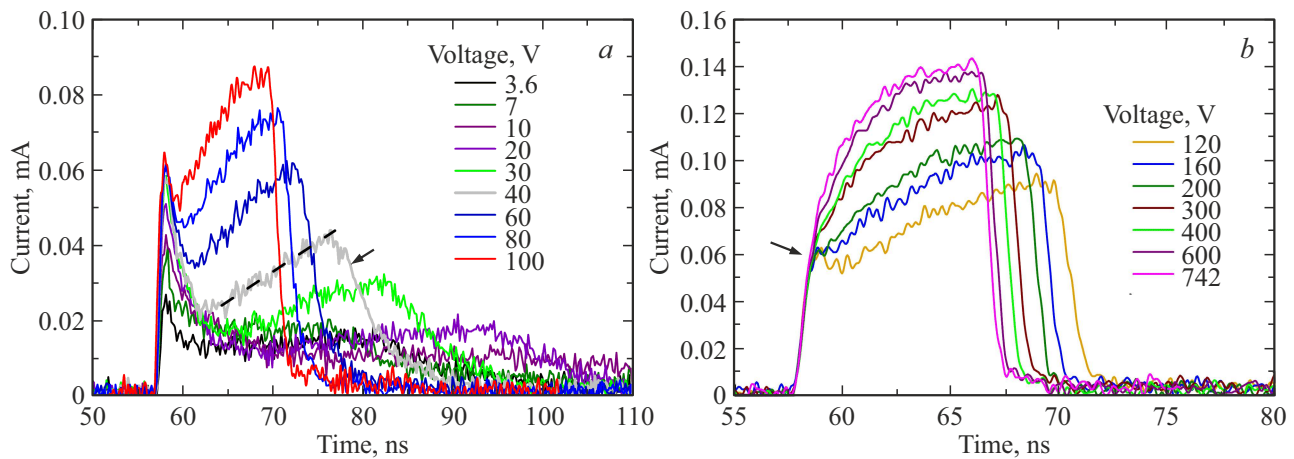


Рис. 1. Токовые отклики $\text{Si } p^+-n-n^+$ -структуры при дрейфе электронов при напряжении: $a - \leq 100 \text{ В}$, $b - \geq 120 \text{ В}$.

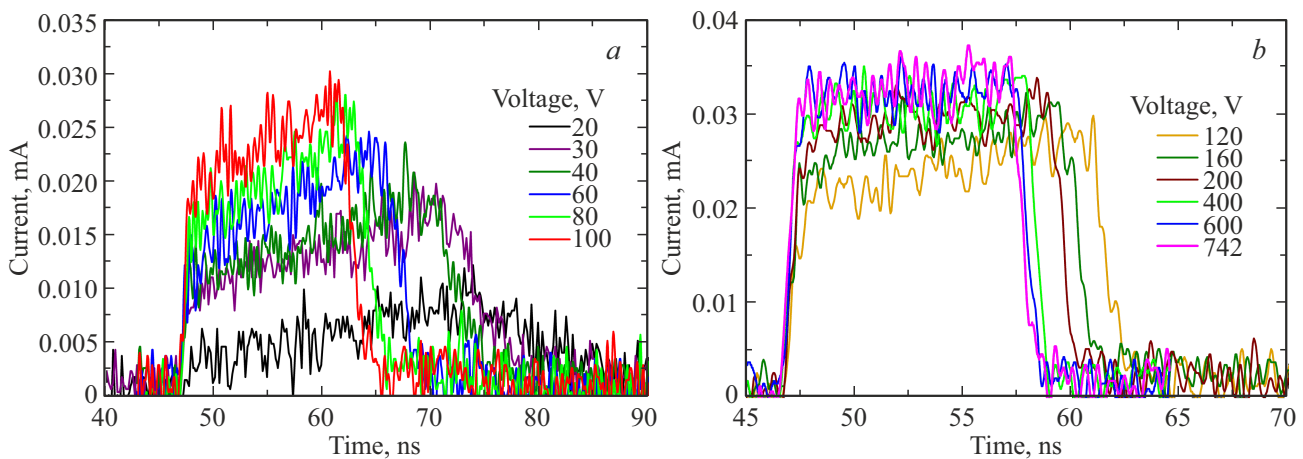


Рис. 2. Токовые отклики $\text{Si } p^+-n-n^+$ -структуры при дрейфе дырок при напряжении: $a - \leq 100 \text{ В}$, $b - \geq 120 \text{ В}$.

показали идентичность результатов, что указывает на стабильность температуры, необходимой для достоверности данных. Глубина генерации ННЗ δ вблизи контактов при $T = 40 \text{ мК}$ составляла $\sim 10 \text{ мкм}$ [9], что позволяло рассматривать процесс собирания заряда как дрейф плоского пакета носителей в одномерной геометрии. В этом случае возникающий дрейфовый ток i при движении заряда q в точке с координатой x в момент времени t описывается выражением Шокли–Рамо [11]:

$$i(x) = qF_w(x)\mu(F, T)F(x), \quad (3)$$

где μ — подвижность дрейфующих носителей, зависящая от F и T , и F_w — напряженность весового электрического поля, которое определяет эффективность индукции заряда на контакты, и в плоскопараллельной геометрии равна $1/d$.

На рис. 1 и 2 приведены импульсные токовые отклики образца при генерации $e-h$ -пар у каждого из контактов в диапазоне $V = 5-742 \text{ В}$, полученные в серии измерений при ~ 30 значениях V . Отметим, что для детальной визуализации откликов масштабы на осях

различаются. На рис. 1 представлены примеры типичных форм сигналов при облучении лазером p^+ -контакта и, соответственно, определяемых дрейфом электронов к n^+ -контакту. В серии импульсов можно выделить следующие характерные элементы их формы.

— При напряжениях $3.6-100 \text{ В}$ (рис. 1, a) вблизи фронта импульсов наблюдается пик, который можно интерпретировать как истечение носителей из пакета $e-h$ -пар, генерированных лазерным импульсом, при одновременном дрейфе электронов к n^+ -контакту и дырок к p^+ -контакту; последний отчетливо виден в суммарном токе.

— Далее следует близкий к линейному участок роста тока (аппроксимация показана штриховой линией для $V = 40 \text{ В}$), заканчивающийся максимумом, переходящим в медленный спад (указан стрелкой).

— При повышении напряжения линейный участок увеличивает наклон, а начало спада тока становится хорошо выделенной точкой, время достижения которой уменьшается с увеличением напряжения. При этом пик в начале импульса сохраняется, уменьшаясь по длительности.

– При $V > 100$ В пик практически исчезает, и форма вершины сигнала при дальнейшем возрастании V характеризуется прогрессивным увеличением тока с тенденцией замедления темпа его роста (рис. 1, *b*).

– Характерным для интервала напряжений 120–742 В является отсутствие участка замедленного спада и сформировавшееся резкое падение сигнала, длительность которого постоянна и близка к времени нарастания фронта токового отклика.

На токовых откликах, представленных на рис. 1, *b*, выделяется момент излома его фронта (показан стрелкой), когда быстрая компонента фронта переходит в медленную, где ток продолжает расти, но со снижающимся темпом. Быстрая компонента фронта отклика имеет время нарастания $t_r \sim 0.7$ нс, что близко к временному разрешению тракта регистрации сигнала, включающему время отклика осциллографа $\tau_{osc} < 0.5$ нс и постоянную времени отклика образца $\tau_{smp} = R_{osc} \cdot C_{smp}$, где R_{osc} — входное сопротивление осциллографа и C_{smp} — емкость образца в держателе, равные соответственно 50 Ом и 8 пФ, что дает $\tau_{smp} = 0.4$ нс. При $V \geq 400$ В близкую величину имеет и время спада токового отклика $t_d \approx 0.6$ нс.

Результаты для диапазона напряжений $V > 100$ В позволяют заключить, что процесс собирания заряда связан с дрейфом к n^+ -контакту тонкого пакета электронов толщиной δ , который при достижении контакта уходит из области дрейфа за время < 0.6 нс. В силу малой толщины дрейфующего слоя рост тока на вершине импульсов, определяемого выражением (3), может быть связан только с увеличением напряженности электрического поля.

На рис. 2 представлены токовые отклики образца при облучении лазером n^+ -контакта и, соответственно, дрейфе дырок к p^+ -контакту. Особенности данных откликов по сравнению с импульсами на рис. 1 состоят в следующем.

– Отсутствует пик вблизи фронта импульсов, который мог бы визуализировать дрейф электронов к p^+ -контакту (рис. 2, *a*).

– При $V \leq 100$ В отклики демонстрируют линейный рост тока во времени до максимального значения с последующим спадом, который становится резким уже при $V \approx 40$ В.

– Наиболее существенным отличием откликов при дрейфе дырок является то, что при $V \geq 400$ В максимальный ток и длительность откликов изменяются незначительно, а вершины импульсов являются практически плоскими (рис. 2, *b*).

Наиболее вероятной причиной большинства из отличий серий сигналов, представленных на рис. 2, является меньшее количество генерированных $e-h$ -пар вблизи n^+ -контакта, чем в серии импульсов, показанных на рис. 1. Как видно из зависимостей собранного заряда Q_{col} от напряжения, абсолютные величины Q_{col} , определенные интегрированием токовых откликов в диапазоне t_{col} , достигают насыщения при 100 и 25 В при дрейфе электронов и дырок и составляют соответственно $1.1 \cdot 10^{-12}$ и $3.6 \cdot 10^{-13}$ Кл (рис. 3).

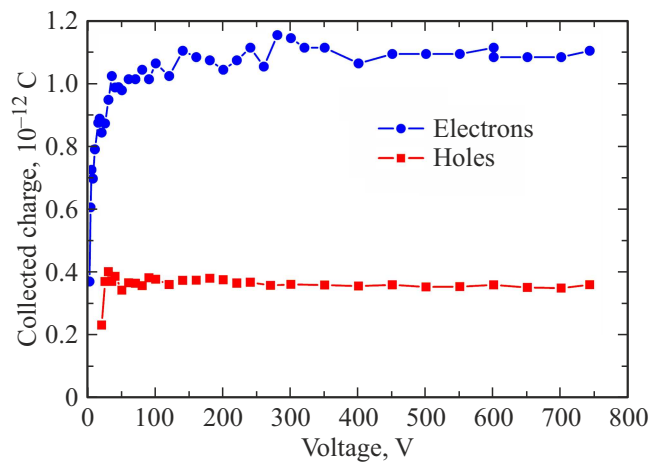


Рис. 3. Зависимости собранного заряда электронов и дырок от напряжения для Si p^+-n-n^+ -структуры.

Парадоксом является возрастание тока во времени для импульсов как от электронов, так и от дырок, что наблюдалось и ранее в работе [10] при воздействии лазера с длиной волны 670 нм. Интерпретация этого факта, согласно выражению (3), приводит к заключению, что μF возрастает во времени при собирании как электронов, так и дырок, т. е. при дрейфе электронов напряженность стационарного электрического поля в образце увеличивается от p^+ - к n^+ -контакту, и наоборот, при дрейфе дырок напряженность выше у p^+ -контакта, чем у n^+ -контакта, что невозможно. Так, в исследовании экспериментальных сигналов, формируемых в p^+-n-n^+ -структурах в диапазоне от комнатных температур до 6 К [12], было показано, что градиент di/dt на вершине токовых импульсов, генерированных переносом электронов, при каждой температуре является отрицательным, а на импульсах для дрейфа дырок при тех же температурах — положительным, как и следует ожидать при неизменном отрицательном градиенте напряженности электрического поля.

Объяснение наблюдаемого парадокса приведено в разд. 4.2.

4. Обсуждение результатов

4.1. Захват неравновесных носителей заряда

Для решения задачи исследования, т. е. получения данных о времени собирания неравновесного заряда в p^+-n-n^+ -структуре при 40 мК, принималось, что t_{col} равно разности времен между уровнем 0.5 от амплитуд спада и фронта сигнала. Это позволило формализовать обработку результатов и минимизировать влияние формы сигнала на определение времени собирания ННЗ как величины, влияющей на потери заряда за счет захвата носителей на уровни примесных атомов. Полученные зависимости времени собирания электронов и дырок от средней напряженности электрического поля

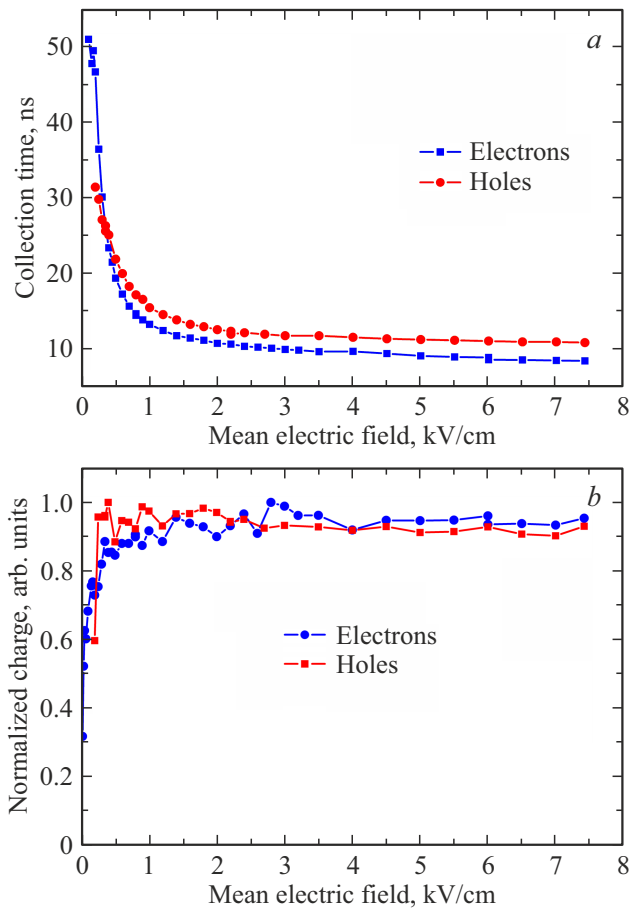


Рис. 4. Зависимости времени собирания носителей (а) и нормализованного заряда (b) от средней напряженности электрического поля в Si p^+-n-n^+ -структуре.

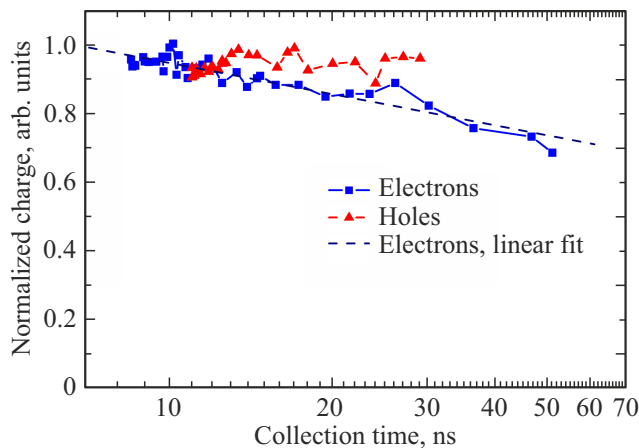


Рис. 5. Зависимость нормализованного собранного заряда от времени собирания при дрейфе электронов и дырок.

$F_{\text{mean}} = V/d$ приведены на рис. 4, а. Зависимости имеют 2 области: быстрый спад t_{col} в диапазоне десятков нс при $F < 1$ кВ/см и его медленное уменьшение при больших F_{mean} вплоть до минимума, где времена собирания элек-

тронов и дырок составляют 9 и 11 нс соответственно. Следует отметить, что характер $t_{\text{col}}(F_{\text{mean}})$ зависимостей коррелирует с изменением величины собранного заряда от напряженности, которая приведена на рис. 4, b как зависимость нормализованного заряда Q_{col_n} от F_{mean} . Резкий спад времени собирания происходит практически в том же диапазоне напряженностей, что и возрастание собранного заряда. Объединение данных рис. 4, а и b приведено на рис. 5, где τ_{col} даны в логарифмическом масштабе. Согласно зависимости Q_{col_n} от t_{col} , связанной с захватом носителей заряда при их собирании в структурах с плоскопараллельными контактами [13]

$$Q_{\text{col}_n} \sim \exp\left(-\frac{t_{\text{col}}}{\tau_{tr}}\right), \quad (4)$$

экспериментальные данные для электронов могут быть аппроксимированы линией (рис. 5), наклон которой дает $\tau_{tr_e} \approx 380$ нс. Поскольку аппроксимация соответствует всему диапазону напряжений, полученная величина τ_{tr_e} распространяется как на потери электронов в облаке $e-h$ -пар, созданном лазерным импульсом вблизи p^+ -контакта, так и в пакете дрейфующих электронов. Для дырок собранный заряд практически не зависит от t_{col} в диапазоне $F = (0.2-7.45)$ кВ/см (рис. 5), откуда следует, что время захвата неравновесных дырок лежит, как минимум, в диапазоне микросекунд.

Значительное различие времен захвата электронов и дырок в чистом высокоомном кремнии при $T = 40$ мК указывает на 2 факта.

— Значение $\tau_{tr_e} \approx 380$ нс при 40 мК следует отнести к захвату электронов на энергетические уровни мелких примесей, поскольку при комнатной температуре τ_{tr} носителей, определяемое примесями и дефектами, создающими глубокие уровни, составляет десятки микросекунд.

— Захват электронов происходит на уровни атомов фосфора, концентрация которых превышает концентрацию мелких акцепторов (атомов бора) в несколько раз.

Результат показывает важность использования для болометрических детекторов максимально чистого кремния по всему спектру электрически активных примесей и дефектов. Кроме того, большое различие времен захвата электронов и дырок указывает на зависимость амплитуды теплового сигнала болометрического детектора от η при его работе в режиме внутреннего теплового усиления. Действительно, в детекторе с однородным электрическим полем в чувствительной области потенциал линейно зависит от координаты x как $V(x) = Fx$ ($x = 0$ у p^+ -контакта). При регистрации частицы в точке $x = \eta$ разности потенциалов ΔV , пройденные дырками и электронами до момента достижения ими соответствующих контактов, равны $\Delta V_h = F\eta$ и $\Delta V_e = F(d - \eta)$ и различны. В этом случае дырочная компонента $\Delta E_h = Q_h V_h$ теплового сигнала не зависит от времени собирания дырок, тогда как электронная компонента $\Delta E_e = Q_e \Delta V_e$ ввиду зависимости Q_e от t_{col_e} приведет к влиянию η на ΔE , что ухудшит энергетическое разрешение детектора.

4.2. Механизмы собирания ННЗ

Отмеченный выше парадокс в наклоне вершины токовых откликов кремниевой p^+-n-n^+ -структуры требует отдельного рассмотрения. Импульсные сигналы позволяют выделить два типа откликов с различной кинетикой собирания носителей и соответствующие им процессы. К первому относятся отклики от электронов при $V \leq 100$ В, для которых наблюдается протяженная во времени область спада тока (рис. 1, а), что может интерпретироваться как собирание заряда из пакета электронов и дырок в режиме тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ) [14,15]. Этот процесс развивается, когда вблизи p^+ -контакта образуется источник, обеспечивающий длительное поступление неравновесных электронов в область дрейфа.

Второй тип импульсов, характерный для кинетики собирания электронов в диапазоне $V > 100$ В (при $V > 40$ В для дырок), не имеет областей длительного спада тока, что свидетельствует об изменении механизма их собирания. Особенностью является возрастание тока во времени, что, согласно выражению (3), указывает на прогрессивное увеличение дрейфовой скорости пакета μF . Оно может происходить только за счет возрастания напряженности электрического поля в области дрейфа по мере приближения пакета электронов к n^+ -контакту. Как было экспериментально установлено ранее, фоновно-стимулированное туннелирование носителей в эффекте Пула–Френкеля, способствующее ионизации мелких энергетических уровней атомов фосфора при охлаждении [12], при температуре ниже 800 мК не работает [10]. В результате при $T = 40$ мК замораживание равновесного заполнения примесных центров, включая и мелкие примеси, в условиях отсутствия свободных носителей $n = p = 0$ гарантирует стационарную эффективную (разностную) концентрацию пространственного заряда $N_{\text{эф}}$, близкую к нулю, а кремний при температуре ниже 800 мК является электронейтральным изолятором даже при F порядка единиц кВ/см.

В этих условиях наличие дрейфующего пакета в p^+-n-n^+ -структуре приводит к значимому возмущению профиля электрического поля в объеме, состоящему в возникновении скачка напряженности ΔF в месте нахождения пакета носителей. Согласно уравнению Пуассона в 1D-модели, при однородной концентрации электронов n в пакете величина скачка определяется как

$$\text{abs}(\Delta F) = \frac{en\delta}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{Q_s}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (5)$$

где e — элементарный заряд, ε и ε_0 — диэлектрические постоянные кремния и вакуума соответственно и Q_s — поверхностная плотность заряда в пакете. Для фронта и тыла дрейфующего пакета напряженности поля F_f и F_r соответственно должны быть различными и при условии постоянства приложенного к структуре напряжения определяются соотношениями:

$$F_f = \frac{V}{d} + \frac{en\delta x_f}{\varepsilon\varepsilon_0 d}, \quad (6)$$

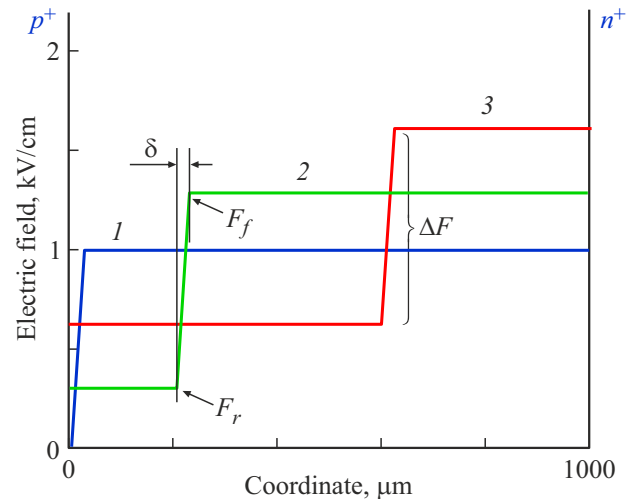


Рис. 6. Иллюстрация профилей напряженности электрического поля в p^+-n-n^+ -структуре при $V = 1$ кВ в трех моментах дрейфа электронов: 1 — отрыв пакета от p^+ -контакта при $x = 0$, 2 и 3 — дрейф пакета в объеме при $x = 200$ и 600 мкм соответственно.

$$F_r = \frac{V}{d} + \frac{en\delta}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(\frac{x_r}{d} - 1 \right). \quad (7)$$

Иллюстрация распределения F для трех положений пакета в структуре с толщиной 1 мм и параметров, определяемых выражениями (5)–(7), качественно представлена на рис. 6.

Характерным является соотношение $F_f > F_r$, что по мере дрейфа приводит к увеличению толщины пакета и изменению распределения $n(x)$. Ток $i = qF_w\mu F$, возникающий при дрейфе пакета и складывающийся из токов, индуцируемых на контакты каждым отдельным зарядом, может быть определен как перемещение центра пакета с напряженностью F_c и координатой x_c . При однородно распределенной по толщине концентрации заряда центр пакета располагается в его середине, а электрическое поле при $x = x_c$ равно средней величине между напряженностями на фронте и тыле пакета: $F_c = (F_f + F_r)/2$, определяемой как

$$F_c = \frac{V}{d} + \frac{en\delta}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(\frac{x_c}{d} - \frac{1}{2} \right), \quad (8)$$

и F_c также растет по мере движения пакета к собирающему заряду контакту. Зависимости F_f , F_r и F_c от соответствующих координат приведены на рис. 7 для трех значений V . Отметим, что F_c увеличивается в процессе дрейфа как для пакета с отрицательным, так и положительным зарядом, поэтому ток в откликах должен расти независимо от типа дрейфующих носителей, что и наблюдается в эксперименте.

Критическим в описании собирания заряда является условие, при котором процесс дрейфа электронов переходит от ТОПЗ к дрейфу, контролируемому электрическим полем пакета. Согласно рис. 1, для электронов

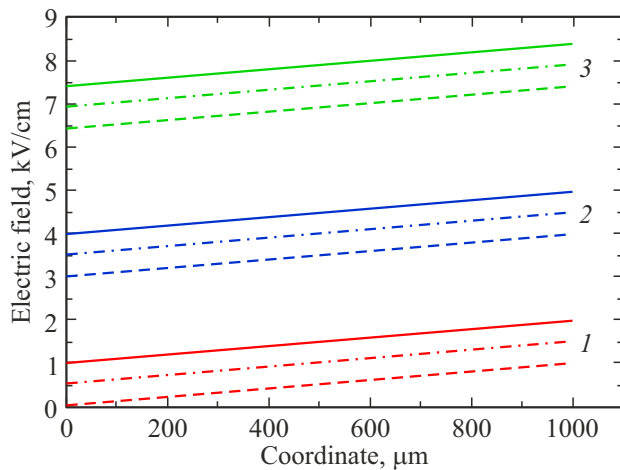


Рис. 7. Зависимости F_f , F_r и F_c от соответствующих координат при напряжениях: 1 — 100, 2 — 400, 3 — 742 В. Линиями обозначены: сплошная — F_f , штриховая — F_r , штрихпунктирная — F_c .

оно реализуется при $V = 100$ В, что определяет величину $\Delta F = 1$ кВ/см. Этот скачок дает плотность заряда, равную $1 \cdot 10^{-9}$ Кл/см², соответствующую величине Q_{col} , полученной из $Q_{col}(V)$ -зависимости (рис. 3).

Аналогичный анализ для откликов при собирании дырок показывает, что затянутый спад импульсов исчезает при $V \approx 40$ В, что дает $\Delta F = 40$ В/см вследствие меньшей концентрации ННЗ и, соответственно, меньшего собираемого заряда. В сочетании с тем, что в импульсах дырок при дальнейшем увеличении V вершины импульсов становятся близкими к плоским, можно сделать вывод о том, что режим ТОПЗ при их собирании практически отсутствует.

5. Заключение

Анализ токовых импульсов, генерируемых в Si p^+-n-n^+ -структуре толщиной 1 мм при дрейфе электронов и дырок при 40 мК, показал, что в интервале напряженности электрического поля 200–300 В/см, которая закладывается при конструировании Si болометрических детекторов с внутренним усилением теплового сигнала, процесс собирания заряда длится ~ 30 нс. Оценка времени нахождения ННЗ в свободном состоянии до их захвата дает $\tau_{tr} \approx 370$ нс для электронов и > 1 мкс для дырок. С большой вероятностью захват носителей связан с тем, что при $T < 800$ мК мелкие примеси переходят в категорию глубоких, выброс носителей с которых в течение времени собирания становится невозможным. Экстраполяция полученных величин t_{col} применительно к работе болометрических детекторов толщиной в единицы сантиметров указывает на возможность ограничений их разрешающей способности по энергии.

Было показано, что в процессе собирания ННЗ наблюдаются 2 стадии, протекающие по механизмам тока,

ограниченного пространственным зарядом, и дрейфа тонкого пакета носителей, контролируемого самим зарядом. Для последнего была получена аналитическая зависимость характеристик электрического поля при дрейфе, что позволило однозначно объяснить парадокс роста тока на вершине импульсов от обоих типов носителей.

Важным для методики исследования собирания заряда является то, что рассмотренную трансформацию электрического поля в движущемся пакете и образце в целом следует учитывать при анализе данных, получаемых методом переходного тока (Transient Current Technique) при исследовании радиационной деградации детекторов, изготовленных из высокочистого кремния. Именно в так называемой точке инверсии знака эффективной концентрации N_{eff} реализуются условия, при которых определяемый из формы импульсных сигналов $F(x)$ -профиль может контролироваться не распределением примесей, а именно эффектом возмущения электрического поля дрейфующим пакетом заряда.

При целевой толщине ЧЭ болометрического детектора в ~ 3 см ожидаемое время собирания носителей близко к 1000 нс; при этом для создания электрического поля в сотни В/см уже потребуется приложить к детектору напряжение ~ 1000 В. Соответственно, при дрейфе каждого из созданных антинейтрино носителей будет выделяться энергия $\sim 10^3$ эВ, т.е. в ~ 300 раз больше, чем энергия образования $e-h$ -пары в кремнии, равная 3.6 эВ, что справедливо лишь при $t_{col} \ll t_{tr}$. При t_{col} в сотни наносекунд эффект внутреннего усиления теплового сигнала будет зависеть от координаты точки регистрации частицы в чувствительном элементе, что в свою очередь будет ухудшать спектрометрические характеристики таких детекторов. Поскольку t_{tr} пропорционально σ^{-1} , где σ — сечение захвата носителей, для которого данные при столь низких температурах отсутствуют, и в силу важности значения времени жизни ННЗ для оценки коэффициента внутреннего усиления Si болометрических детекторов продолжение экспериментов является необходимым.

Финансирование работы

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 8 „Физика изотопов водорода“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] S. Cebrián. J. Phys.: Conf. Ser., **2502**, 012004 (2023). DOI: 10.1088/1742-6596/2502/1/012004
- [2] M.F. Albakry, I. Alkhatib, D. Alonso-González, D.W.P. Amaral, J. Anczarski, T. Aralis, T. Aramaki, I.J. Arnquist, I.A. Langroudy, E. Azadbakht, C. Bathurst, R. Bhattacharyya, A.J. Biffl, P.L. Brink, M. Buchanan et al. Phys. Rev. D, **111**, 012006 (2025). DOI: 10.1103/PhysRevD.111.012006

- [3] E. Armengaud, Q. Arnaud, C. Augier, A. Benoît, L. Bergé, J. Billard, A. Broniatowski, P. Camus, A. Cazes, M. Chapellier, F. Charlieux, M. De Jésus, L. Dumoulin, K. Eitel, J.-B. Filippini et al. *Phys. Rev. D*, **106**, 062004 (2022). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.062004>
- [4] G. Beda, V.B. Brudanin, V.G. Egorov, D.V. Medvedev, V.S. Pogosov, M.V. Shirchenko, A.S. Starostin. *Adv. High Energy Phys.*, **2012**, 350150. DOI: [10.1155/2012/350150](https://doi.org/10.1155/2012/350150)
- [5] А.А. Юхимчук, А.Н. Голубков, И.П. Максимкин, И.Л. Малков, О.А. Москалев, Р.К. Мусяев, А.А. Селезнев, Л.В. Григоренко, В.Н. Трофимов, А.С. Фомичев, А.В. Голубева, В.Н. Вербейский, К.А. Кузаков, С.В. Митрохин, А.И. Студеникин, А.П. Ивашкин, И.И. Ткачев. *Физмат*, **1** (1), 5 (2023). DOI: [10.56304/S2949609823010057](https://doi.org/10.56304/S2949609823010057)
- [6] Y. Giomataris, J.D. Vergados. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **530**, 330 (2004). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.04.223>
- [7] Б.С. Неганов, В.Н. Трофимов. *Способ калориметрического измерения ионизирующих излучений*, патент СССР № 1037771.
- [8] E. Verbitskaya, V. Eremin, A. Zabrodskii, B. Dehning, C. Kurfurst, M. Sapinski, M.R. Bartosik, N. Egorov, J. Harkonen. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **796**, 118 (2015). <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2015.03.027>
- [9] V. Eremin, A. Shepelev, E. Verbitskaya. *JINST*, **17**, P11037 (2022). DOI: [10.1088/1748-0221/17/11/P11037](https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/11/P11037)
- [10] Е.М. Вербицкая, И.В. Еремин, А.А. Подоскин, В.О. Зброжек, С.О. Слипенченко, Н.Н. Фадеева, А.А. Яблоков, В.К. Еремин. *ФТП*, **58**, 415 (2024). DOI: [10.61011/FTP.2024.08.59200.7067](https://doi.org/10.61011/FTP.2024.08.59200.7067)
[E.M. Verbitskaya, I.V. Eremin, A.A. Podoskin, V.O. Zbrozhek, S.O. Slipchenko, N.N. Fadeeva, A.A. Yablokov, V.K. Eremin. *Semiconductors*, **58**, 381 (2024). <https://doi.org/10.61011/SC.2024.08.59888.7067>]
- [11] S. Ramo. *Proc. IRE*, **27**, 584 (1939).
- [12] V. Eremin, A. Shepelev, E. Verbitskaya, C. Zamantzas, A. Galkin. *J. Appl. Phys.*, **123**, 204501 (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5029533>
- [13] G. Kramberger, V. Cindro, I. Mandić, M. Mikuž, M. Zavrtanik. *Nucl. Instrum. Meth. A*, **481**, 297 (2002).
- [14] C. Canali, G. Ottaviani, A. Taroni. *Solid-State Electron.*, **14**, 661 (1971).
- [15] P.A. Tove, L.G. Anderson. *Solid-State Electron.*, **16**, 961 (1973).

Редактор Г.А. Оганесян

Charge collection in silicon $p^{+}-n-n^{+}$ -structures at temperature 40 mK

E.M. Verbitskaya¹, I.V. Eremin¹, N.N. Fadeeva¹, V.K. Eremin¹, V.O. Zbrozhek², A.A. Yablokov², I.D. Isakov^{1,3}

¹ Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

² Nizhny Novgorod State Technical University
named after R.E. Alekseev,
603155 Nizhny Novgorod, Russia

³ St. Petersburg Electrotechnical University „LETI“,
197022 St. Petersburg, Russia

Abstract Charge collection in 1 mm thick Si $p^{+}-n-n^{+}$ -structures in the range of electric field up to ~ 7.5 kV/cm is studied at a temperature 40 mK, which is the target temperature for the operation of Si bolometric antineutrino detectors. Analysis of the structure current responses shows that under these conditions the silicon bulk is transformed into an electrically neutral insulator with a trapping time of nonequilibrium electrons of ~ 370 ns and holes of more than $1 \mu\text{s}$. Charge collection demonstrates two stages: a space charge limited current and a drift of a thin carrier package with kinetics controlled by the collected charge magnitude. Calculations of the change in the electric field accompanying the drift are presented and a decrease in the carrier collection time to 10 ns is shown.