

## ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

# Механизмы переноса электронов и дырок в диэлектрических плёнках

К.А. Насыров, В.А. Гриценко

*Представлен обзор механизмов транспорта электронов и дырок в основных аморфных диэлектриках кремниевых приборов: оксиде и нитриде кремния, оксиде алюминия. Установлено, что широко распространённая модель Френкеля формально описывает перенос в диэлектриках с ловушками, однако для количественного согласия необходимо использовать нефизичные параметры модели. Показано, что перенос заряда в диэлектриках с ловушками непротиворечиво описывается многофононной моделью ионизации ловушек.*

PACS numbers: 72.20.Ht, 72.20.Jv, 72.80.Sk, 73.40.Sx

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201310h.1099

## Содержание

1. Введение. Важность понимания механизмов переноса электронов и дырок в диэлектриках кремниевых приборов (1099).
  2. Двухзонная проводимость диэлектриков (1102).
  3. Контактнo-ограниченные механизмы инжекции электронов и дырок (1103).  
3.1. Туннельная инжекция носителей на контакте по механизму Фаулера–Нордгейма. 3.2. Термически облегчённое туннелирование на контакте. 3.3. Термоэлектронная эмиссия на контакте — эффект Шотки. 3.4. Инжекция через ловушки в оксиде кремния.
  4. Модели ионизации ловушек (1105).  
4.1. Ионизация ловушек по механизму Френкеля. 4.2. Многофононная ионизация ловушек. 4.3. Перенос заряда за счёт туннелирования между ловушками.
  5. Пространственный заряд в диэлектрике и уравнения Шокли–Рида–Холла (1108).
  6. Двухзонная проводимость и параметры ловушек в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (1109).
  7. Проводимость нитрида кремния, обогащённого кремнием (1111).
  8. Монополярная проводимость  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (1111).
  9. Заключение (1113).
- Список литературы (1113).

**К.А. Насыров.** Институт автоматики и телеметрии СО РАН, просп. Академика Коптюга 1, 630090 Новосибирск, Российская Федерация  
Факс (383) 333-33-63  
E-mail: nasysrov@iae.nsk.su  
**В.А. Гриценко.** Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, просп. Лаврентьева 13, 630090 Новосибирск, Российская Федерация  
Тел. (383) 330-88-91  
Факс (383) 330-27-71  
E-mail: grits@isp.nsc.ru

Статья поступила 4 марта 2013 г.

## 1. Введение. Важность понимания механизмов переноса электронов и дырок в диэлектриках кремниевых приборов

Толщина диэлектрических плёнок в кремниевых приборах лежит в диапазоне 1–300 нм. При напряжении 1 В электрическое поле в диэлектрике имеет величину  $3 \times 10^4 - 10^7$  В см<sup>-1</sup>. В большинстве случаев в качестве диэлектриков используются аморфные плёнки. В последнее время находят применение и поликристаллические плёнки. Наиболее важными диэлектриками в кремниевых приборах являются аморфные оксид ( $\text{SiO}_2$ ), нитрид ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) и оксинитрид ( $\text{SiO}_x\text{N}_y$ ) кремния [1]. Отсутствие дальнего порядка в аморфном состоянии является причиной сильного рассеяния электронов. Поэтому аморфные плёнки имеют высокие пробивные поля. Например, пробивное поле  $\text{SiO}_2$  составляет  $1,1 \times 10^7$  В см<sup>-1</sup>. Кристаллические полупроводники не выдерживают таких полей, поскольку из-за большой длины свободного пробега лавинное умножение носителей приводит к пробое в полях величиной  $\approx 10^5$  В см<sup>-1</sup>.

В сильных электрических полях в диэлектриках разгравываются нелинейные явления, которые трудно наблюдать в кристаллических полупроводниках: туннельная инжекция носителей на контактах, ионизация ловушек по механизму Френкеля, многофононная ионизация ловушек.

Перечислим ключевые применения диэлектриков, в которых понимание механизмов переноса играет определяющую роль при разработке надёжных кремниевых приборов. В настоящее время (2013 г.) в кремниевых полевых транзисторах на основе структур металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) рутинно используется проектная норма (характерный размер транзистора) 63 нм (длина канала транзистора составляет около 70 % проектной нормы). При этом толщина подзатворного оксида кремния составляет 1,2 нм. При напряжении на затворе  $\approx 1$  В поле в диэлектрике близко к величине

$\approx 10^7$  В см<sup>-1</sup>, а величина туннельного тока достигает 1 А см<sup>-2</sup>. Высокий ток утечки приводит к инжекции электронов из инверсионного слоя на затвор, что уменьшает крутизну вольт-амперной характеристики транзистора и приводит к дополнительному рассеянию мощности (перегреву микросхемы). Дальнейшее уменьшение проектной нормы до 45, 32, 22 и 16 нм требует соответствующего увеличения ёмкости подзатворного диэлектрика МДП-транзистора.

На протяжении четырёх десятилетий в качестве подзатворного диэлектрика в МДП-транзисторах использовался термический оксид кремния SiO<sub>2</sub> на кремнии. Увеличение ёмкости подзатворного диэлектрика осуществлялось за счёт уменьшения толщины SiO<sub>2</sub>. Как отмечено выше, дальнейшее увеличение подзатворной ёмкости за счёт уменьшения толщины SiO<sub>2</sub> невозможно из-за неприемлемо большого туннельного тока. Магистральный подход к решению этой проблемы состоит в замене SiO<sub>2</sub> на так называемые альтернативные диэлектрики, или диэлектрики с высокой диэлектрической проницаемостью (в англоязычной литературе — high-*k* диэлектрики). Отметим, что диэлектрическая проницаемость оксида кремния  $\epsilon = 3,9$ . В качестве high-*k* диэлектриков в настоящее время рассматриваются Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> ( $\epsilon \approx 10$ ), Hf<sub>x</sub>Si<sub>y</sub>O ( $\epsilon \approx 15$ ), Hf<sub>x</sub>Al<sub>y</sub>O<sub>z</sub> ( $\epsilon \approx 15$ ), HfO<sub>x</sub>N<sub>y</sub> ( $\epsilon \approx 15$ ), HfO<sub>2</sub> ( $\epsilon \approx 25$ ), ZrO<sub>2</sub> ( $\epsilon \approx 40$ ), TiO<sub>2</sub> ( $\epsilon \approx 80$ ) [2–5]. Использование high-*k* диэлектрика позволяет увеличить физическую толщину при сохранении величины ёмкости и таким образом подавить туннельный ток в МДП-транзисторе.

Как правило, high-*k* диэлектрики, подобно нитриду кремния Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, имеют высокую ( $\approx 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) плотность электронных и/или дырочных ловушек. Инжекция и последующая локализация (захват) электронов и дырок на ловушки в high-*k* диэлектриках приводит к накоплению в них заряда, сдвигу порогового напряжения МДП-транзистора, деградации приборов. Отметим, что требования к стабильности порогового напряжения МДП-транзистора очень жёсткие. Например, в микропроцессоре за 10 лет непрерывной работы сдвиг порогового напряжения за счёт накопления электронов (дырок) на ловушках не должен превышать 10 мВ. Таким образом, для прогнозирования стабильности и надёжности МДП-транзистора на основе high-*k* диэлектриков необходимо детальное понимание механизмов инжекции носителей заряда на контактах, захвата и ионизации ловушек.

Другое важное применение диэлектриков связано с использованием их в качестве изолятора в запоминающем конденсаторе оперативных запоминающих устройств (ОЗУ). Для того чтобы заряд, накопленный на обкладках конденсатора, не приводил к потере информации за время цикла перепрограммирования  $\approx 1$  мс, ток утечки диэлектрика при напряжении 1 В не должен превышать  $10^{-7}$  А см<sup>-2</sup> [3, 4]. Изолятором в запоминающем конденсаторе ОЗУ вначале служил SiO<sub>2</sub>, затем нитрид кремния Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> ( $\epsilon = 7$ ) в составе структур оксид–нитрид–оксид (ОНО). В качестве оксида в ОНО-структуре имеется в виду SiO<sub>2</sub>. В настоящее время в роли изолятора в запоминающем конденсаторе изучаются Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, HfO<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub>, TiO<sub>2</sub>, SrTiO<sub>3</sub> ( $\epsilon \approx 1000$ ). Для использования изоляторов в запоминающем конденсаторе требуется разработка технологии синтеза диэлектриков с низкой проводимостью. Для этого необходимо понимание

механизмов проводимости, зависимости проводимости от концентрации, энергии, сечения захвата ловушек. Такое понимание открывает возможность направленной оптимизации (уменьшения) проводимости диэлектрика в конденсаторе ОЗУ.

Кроме запоминающего конденсатора ОЗУ, в конструкции кремниевых интегральных схем имеются пассивные ёмкости (конденсаторы). В качестве изолятора в таких ёмкостях обычно используются SiO<sub>2</sub>, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. Увеличение информационной ёмкости кремниевых приборов сопровождается уменьшением площади конденсаторов. В настоящее время для таких ёмкостей рассматривается применение high-*k* диэлектриков (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, HfO<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub>, TiO<sub>2</sub>, SrTiO<sub>3</sub>).

Следующее важное применение диэлектрики нашли в конструкции флэш-элементов памяти [5–10]. Флэш-элемент памяти представляет собой МДП-транзистор с изменяемым за счёт накопления заряда электронов и/или дырок в запоминающей среде пороговым напряжением. Время сохранения порогового напряжения составляет 10 лет при 85 °С. Запоминающая среда изолирована от канала в полупроводнике туннельным диэлектриком, через который осуществляется инжекция электронов и дырок (запись и стирание информации). От затвора запоминающая среда также изолирована диэлектриком. Запоминающей средой во флэш-элементах памяти служит поликремниевый "плавающий" затвор или нитрид кремния с высокой концентрацией электронных и дырочных ловушек, а также полупроводниковые (Si, Ge, SiGe) или металлические (Ni, Au, Pt) нанокластеры. В качестве туннельного диэлектрика во флэш-элементе памяти применяется термический оксид (SiO<sub>2</sub>) или оксинитрид (SiO<sub>x</sub>N<sub>y</sub>) кремния.

На рисунке 1 представлена энергетическая диаграмма TaN–Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>–Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>–SiO<sub>2</sub>–Si (ТАНОС) флэш-элемента памяти в различных состояниях [9, 10]. В режиме записи информации к проводящему затвору на основе TaN, обладающего металлическими свойствами, прикладывается положительный относительно кремниевой подложки потенциал (рис. 1а, б). Электроны из кремния туннелируют через туннельный оксид в нитрид кремния согласно механизму Фаулера–Нордгейма и захватываются на глубокие ( $W_t \approx 1,5$  эВ) электронные ловушки. При этом важно, чтобы была заблокирована паразитная инжекция дырок из затвора в нитрид кремния. В данном случае инжекция дырок блокируется по двум причинам: большая величина барьера для инжекции дырок и низкая напряжённость электрического поля в блокирующем диэлектрике (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) вследствие его высокой диэлектрической проницаемости. Отрицательный заряд электронов в нитриде кремния в закороченном состоянии в режиме хранения информации в кремниевой подложке *r*-типа индуцирует дырочный слой обогащения (рис. 1в), и проводящий канал в транзисторе отсутствует (логический "0"). Время хранения логического "0" лимитируется ионизацией электронных ловушек в нитриде кремния. Ионизация электронных и дырочных ловушек в нитриде кремния может осуществляться по механизму Френкеля или по многофононному механизму. В режиме стирания информации при отрицательном потенциале на затворе из кремния, согласно туннельному механизму, через оксид кремния в нитрид кремния инжектируются дырки, которые захватываются на дырочные ловушки в слое нитрида (рис. 1г). При этом важно, чтобы паразит-

ная инжекция электронов из затвора в запоминающую среду была заблокирована. В режиме хранения информации в кремниевой подложке индуцируется инверсионный слой (проводящий канал) (логическая "1", рис. 1д). Время хранения информации (логической "1") определяется ионизацией дырочных ловушек в нитриде кремния. Возможна также паразитная инжекция электронов из кремния и затвора (рис. 1д).

В режимах записи и стирания информации важно знать механизмы инжекции электронов и дырок из полупроводника и проводящего затвора (в данном случае проводящий нитрид тантала TaN) в диэлектрик, в данном случае  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Отметим, что информация (логический "0" и логическая "1") во флэш-элементе памяти должна храниться при  $85^\circ\text{C}$  в течение 10 лет. Для прогнозирования времени хранения информации изучается ускоренное растекание электронов и дырок в ТАНОС флэш-элементе памяти при повышенных температурах ( $100\text{--}300^\circ\text{C}$ ). Ясно, что для надёжной оценки времени хранения информации необходимо детальное понимание механизмов ионизации электронных и дырочных ловушек в запоминающей среде (в данном случае — нитриде кремния).

В режиме хранения информации заряд электронов и дырок, локализованный на ловушках в нитриде кремния, может компенсироваться за счёт паразитной инжекции носителей из кремния и затвора. Для прогнозирования этого явления необходимо знать механизмы инжекции электронов и дырок в диэлектрик в слабых электрических полях.

В качестве блокирующего слоя в ТАНОС флэш-элементе памяти применяется аморфный оксид алюминия  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Как показывает опыт, в оксиде алюминия имеются ловушки. В режимах хранения логического "0" и логической "1" заряд из ловушек в нитриде кремния может стекать на затвор по ловушкам в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и таким образом лимитировать время хранения информации. В связи с этим важно знать механизм проводимости оксида алюминия.

В другой разновидности флэш-памяти, которая в настоящее время доминирует на рынке, запоминающей средой служит так называемый "плавающий" затвор из поликремния, изолированный от канала слоем термического  $\text{SiO}_2$ , а от проводящего кремниowego затвора — ОНО-структурой. При циклировании процессов запись/стирание в туннельном оксиде такого флэш-элемента памяти образуются электронные ловушки. В режиме хранения информации электроны могут стекать из плавающего затвора в кремний по ловушкам в туннельном оксиде по механизму термически облегчённого туннелирования [8–12]. Это приводит к уменьшению заряда, накопленного в плавающем затворе. Термически облегчённое туннелирование ограничивает число циклов запись/стирание флэш-памяти с плавающим затвором. Число циклов перепрограммирования флэш-памяти, в зависимости от модификации этого элемента, лежит в диапазоне  $10^4\text{--}10^6$ . Ограниченное число циклов запись/стирание является ключевым недостатком флэш-памяти по сравнению с магнитной памятью (жёсткий диск). Механизм термически облегчённого туннелирования в настоящее время интенсивно изучается [11, 12].

Быстродействие кремниевых интегральных схем определяется задержкой сигнала, проходящего по металлической разводке. Передача сигнала между приборами

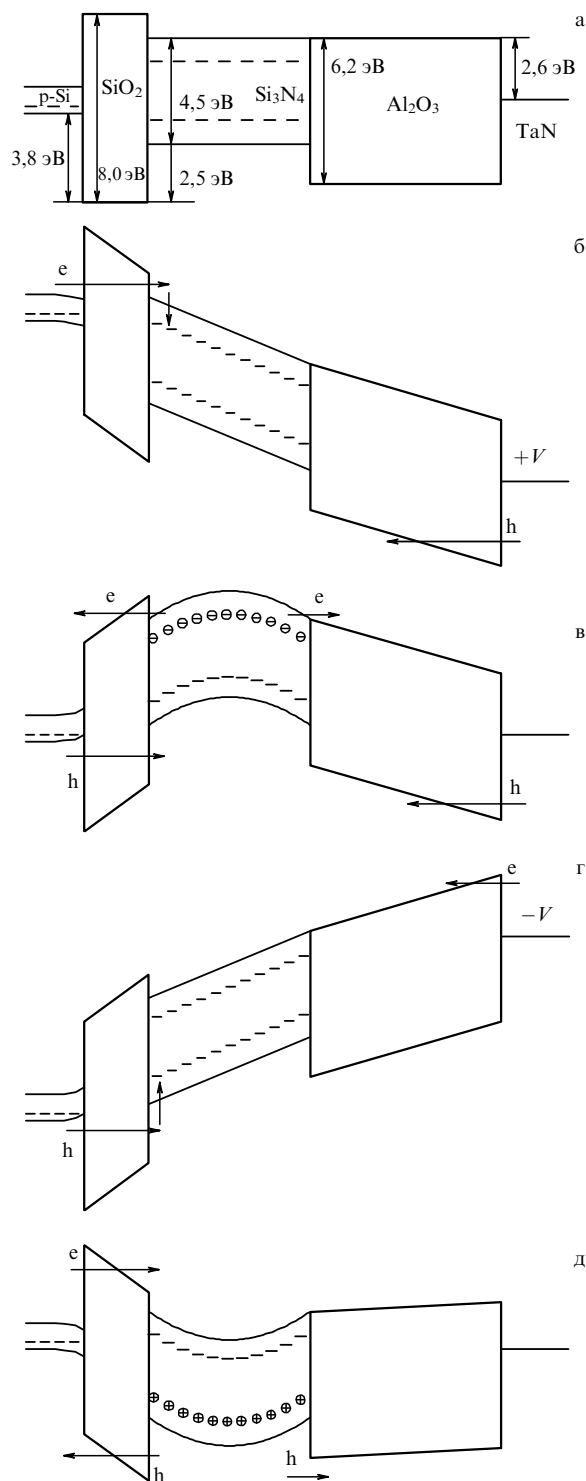


Рис. 1. Энергетическая диаграмма  $\text{TaN}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Si}_3\text{N}_4-\text{SiO}_2-\text{Si}$  (ТАНОС) флэш-элемента памяти на основе нитрида кремния в качестве запоминающей среды: (а) без приложенного напряжения, (б) положительный потенциал на металле, инжекция электронов в нитрид кремния, (в) закороченное состояние с накопленными электронами, хранение информации, логический "0", (г) отрицательный потенциал на металле, инжекция дырок в нитрид кремния, (д) закороченное состояние с накопленными дырками, хранение информации, логическая "1".

осуществляется с помощью многоуровневой металлической разводки. В современных микропроцессорах имеется до восьми уровней металлизации. Задержка  $\tau$  сигнала,

проходящего по металлической шине, определяется произведением сопротивления  $R$  металлической шины на величину паразитной ёмкости  $C$  между соседними шинами в вертикальном направлении,  $\tau = RC$ . Увеличение быстродействия микросхем осуществляется за счёт уменьшения сопротивления проводящих шин и уменьшения паразитной ёмкости между соседними шинами. В первых микросхемах металлические шины изготавливались из алюминия. В настоящее время для разводки используется медь с меньшим, чем у алюминия, удельным сопротивлением. В качестве изолятора в первых микросхемах использовался пиролитический оксид кремния  $\text{SiO}_2$  ( $\epsilon \approx 3,9$ ). Для уменьшения паразитной ёмкости между проводящими шинами нужно уменьшать диэлектрическую проницаемость изолятора. Такие изоляторы в англоязычной литературе называют *low-k* диэлектриками. В настоящее время в качестве *low-k* диэлектрика используется  $\text{SiO}_x\text{C}_y - \text{SiO}_x\text{F}_y$  [13]. Ток утечки *low-k* диэлектриков не должен превышать заданного значения.

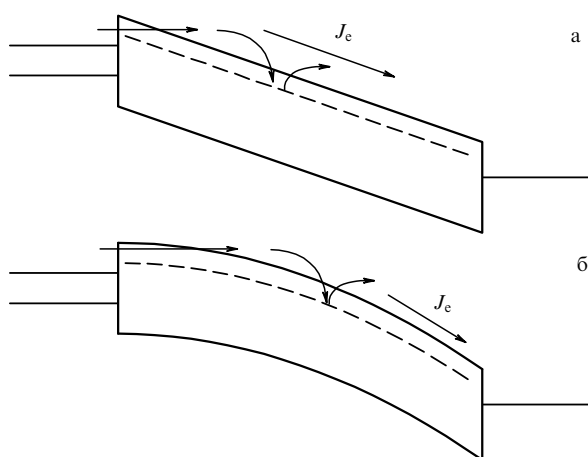


Рис. 2. Инжекция электронов на контакте и перенос электронов в объёме диэлектрика: (а) в диэлектрике нет пространственного заряда, (б) в диэлектрике имеется пространственный заряд электронов.

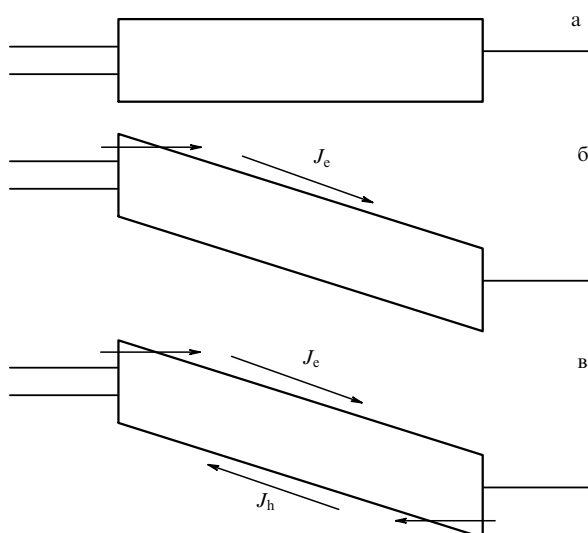


Рис. 3. Энергетическая диаграмма структуры металл–диэлектрик–полупроводник в отсутствие приложенного напряжения (а), монополярная (электронная) (б) и биполярная (в) модель проводимости диэлектрика.

В последнее время интенсивно разрабатывается новое поколение быстродействующей (резистивной) памяти [14–23]. Резистивный элемент памяти представляет собой конденсатор на основе структуры металл–диэлектрик–металл (МДМ), сопротивление диэлектрика в котором меняется и запоминается в зависимости от приложенного напряжения. Такой элемент памяти называют ещё мемристором, от сочетания слов *memory* и *resistor*. Ключевой проблемой в физике резистивного элемента памяти является механизм переноса заряда в высокоомном и низкоомном состояниях. В качестве диэлектриков в резистивной памяти используются следующие нестехиометрические соединения:  $\text{SiO}_x$ ,  $\text{GeO}_x$ ,  $\text{TiO}_x$ ,  $\text{HfO}_x$ ,  $\text{TaO}_x$ ,  $\text{ZrO}_x$ ,  $\text{AlO}_x$ .

По определению, проводимость диэлектрика должна равняться нулю. Тем не менее Пул в 1917 г. обнаружил экспоненциальное увеличение проводимости слюды с ростом электрического поля [24]. В 1938 г. Френкель предложил теоретическое обоснование экспоненциальной зависимости тока от электрического поля для диэлектриков с ловушками [25, 26]. В настоящее время модель Френкеля повсеместно используется для интерпретации переноса заряда в широком классе диэлектриков, в том числе нестехиометрическом оксиде  $\text{SiO}_x$  ( $x < 2$ ) и нитриде  $\text{SiN}_x$  ( $x \leq 4/3$ ) кремния [27], диэлектриках с высокой диэлектрической проницаемостью [28–31], ферроэлектриках [32]. Ионизация ловушек в полупроводниках описывается эффектом Френкеля только в слабых электрических полях ( $< 10^3 \text{ В см}^{-1}$ ) [33]. В сильных электрических полях ионизация ловушек объясняется с помощью многофононного механизма [34, 35].

В двух предельных случаях проводимость диэлектрика может ограничиваться инжекцией носителей на контакте (рис. 2а) или переносом по ловушкам в объёме диэлектрика. Такое разделение часто является условным, в зависимости от того, как сильно пространственный заряд, накопленный на ловушках, экранирует электрическое поле на контакте (рис. 2б).

В ранних работах предполагалось, что проводимость диэлектриков осуществляется только электронами и является монополярной, однозонной. На рисунке 3а представлена энергетическая диаграмма структуры металл–диэлектрик–полупроводник в отсутствие приложенного напряжения, а на рис. 3б — МДП-структура для монополярной (электронной) модели проводимости. Более детальные исследования показали, что, подобно ситуации в кристаллических полупроводниках, дырки тоже могут давать вклад в проводимость диэлектрика. В общем случае проводимость диэлектрика является биполярной, двухзонной (рис. 3в). Из отрицательно смещённого контакта (катода) инжектируются электроны, а из положительно смещённого (анода) — дырки. В этом случае в приконтактных областях диэлектрика может иметь место рекомбинация электронов с дырками на ловушечных центрах.

## 2. Двухзонная проводимость диэлектриков

Как известно, проводимость кристаллических полупроводников обычно осуществляется свободными электронами и/или дырками, возникающими в результате ионизации мелких доноров и акцепторов или в результате генерации зона–зона вследствие небольшой ширины запрещённой зоны. При низких температурах ( $T \leq 20 \text{ К}$ ),

когда носители вымораживаются на доноры и акцепторы, проводимость полупроводников осуществляется согласно прыжковому механизму.

Диэлектрики имеют большую ширину запрещённой зоны, в диапазоне 3–8 эВ, поэтому концентрация собственных носителей в них пренебрежимо мала. За исключением термического оксида ( $\text{SiO}_2$ ) на кремнии, все остальные диэлектрики (оксиды  $\text{SiO}_x$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ,  $\text{HfO}_2$ ,  $\text{ZrO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ , нитриды  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ,  $\text{Ge}_3\text{N}_4$ ,  $\text{BN}$ ) имеют высокую плотность ловушек,  $\sim 10^{18} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Типичным представителем диэлектриков с высокой плотностью ловушек является аморфный нитрид кремния  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . В настоящее время нитрид кремния служит модельным диэлектриком, на примере которого изучаются механизмы переноса заряда (электронов и дырок), природа электронных и дырочных локализованных состояний (ловушек). Время жизни захваченных на ловушки (локализованных) электронов и дырок в нитриде кремния составляет 10 лет при 400 К. Это явление называют эффектом памяти. Эффект памяти в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  используется во флэш-элементах памяти.

Энергия электронных и дырочных ловушек в диэлектриках лежит в диапазоне 0,5–2 эВ. Кроме того, из экспериментальных данных следует, что в исходном состоянии ловушки в диэлектриках не заполнены электронами и дырками. В силу этих обстоятельств ловушки не поставляют в зону проводимости и валентную зону свободные электроны и дырки, в отличие от доноров и акцепторов в полупроводниках при относительно высоких температурах (таких, при которых происходит ионизация доноров и акцепторов). Как показывает эксперимент, проводимость диэлектриков осуществляется неравновесными электронами и дырками, инжектированными из контакта.

В полупроводниках определение знака носителей заряда (электронов и дырок) осуществляется экспериментально с помощью измерений эффекта Холла либо термо-эдс. Поскольку, как отмечалось выше, в диэлектриках концентрация свободных носителей пренебрежимо мала, эти методы для диэлектриков неприменимы. Методы разделения электронной и дырочной компонент тока впервые были разработаны для нитрида кремния. В настоящее время известны три таких метода.

Первый из них основан на накоплении инжектированных из кремния или металла электронов или дырок на ловушках в диэлектрике [36–40], два других — на определении знака носителей заряда на границе кремний–диэлектрик. Второй метод основан на измерении вольт-амперных ( $\lg J - V$ ) и вольт-ёмкостных ( $C - V$ ) характеристик в режиме неравновесного обеднения кремния [41–44]. Третий метод основан на разделении электронной и дырочной компонент тока в МДП-транзисторе [45].

Как уже отмечалось, проводимость нитрида кремния является биполярной, двухзонной. Из отрицательно смещённого контакта инжектируются электроны, из положительно смещённого — дырки. В общем случае при обеих полярностях потенциала имеет место биполярная инжекция: электронов из катода и дырок из анода (рис. 3в). Вклад электронной и дырочной компонент в инжекционный ток может сильно варьироваться в зависимости от следующих факторов:

- высота барьера на границе контакт–диэлектрик,
- толщина туннельного оксида,

- длительность импульса,
- полярность потенциала,
- толщина нитрида кремния.

### 3. Контактно-ограниченные механизмы инжекции электронов и дырок

Как отмечалось во введении, можно условно выделить два механизма проводимости тонких диэлектрических плёнок: инжекцию носителей заряда из контакта в диэлектрик и перенос заряда в объёме диэлектрика. На контакте обычно рассматриваются три механизма инжекции: эффект Фаулера–Нордгейма, термически облегчённое туннелирование и термоэлектронная эмиссия Шоттки (рис. 4).

#### 3.1. Туннельная инжекция носителей на контакте по механизму Фаулера–Нордгейма

Механизм Фаулера–Нордгейма (автоэлектронная эмиссия) (рис. 4, стрелка 1) доминирует в сильных электрических полях и при низких температурах, таких, что из зоны проводимости контакта (полупроводника или металла) носители заряда могут туннелировать в зону проводимости диэлектрика. Туннельный эффект имеет квантовую природу и, следовательно, не зависит от температуры, однако число свободных носителей заряда на уровне Ферми металла зависит от температуры, в результате чего в выражении для тока появляется слабая температурная зависимость [46–50].

Выражение для тока при инжекции электронов из металла имеет вид [48]

$$J = AF^2 \exp \left( - \frac{B\sqrt{m^*}\Phi_0^{3/2}}{F} \right), \quad (1)$$

$$A = \frac{e^3}{8\pi\hbar\Phi_0}, \quad B = \frac{8\pi\sqrt{2}}{3\hbar e}.$$

Здесь  $J$  — плотность тока,  $F$  — напряжённость электрического поля,  $\Phi_0$  — высота треугольного потенциального барьера на границе раздела электрод–диэлектрик,  $m^*$  — туннельная эффективная масса.

Так как для механизма Фаулера–Нордгейма температурная зависимость тока слабая, то этот механизм

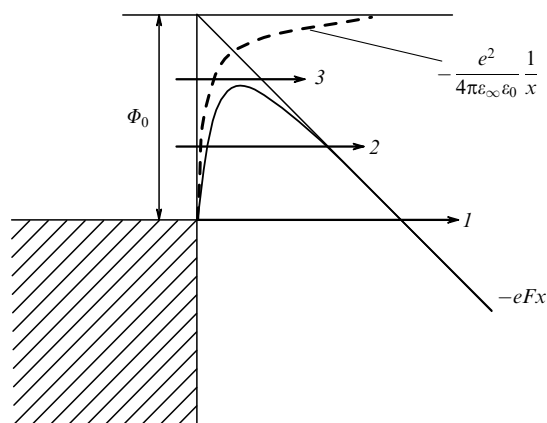


Рис. 4. Механизмы инжекции электронов на контакте металл–полупроводник: 1 — туннельная инжекция Фаулера–Нордгейма, 2 — термически облегчённое туннелирование, 3 — надбарьерная эмиссия — эффект Шоттки. Заштрихованная область — металл.

проявляется в сильных электрических полях, таких, что барьер для туннелирования становится достаточно узким. Эффект Фаулера–Нордгейма наблюдается при достаточно высоких барьерах на границе контакт–диэлектрик.

Установлено, что эффект Фаулера–Нордгейма лимитирует инжекцию электронов в структурах Si–SiO<sub>2</sub>–Me [48]. На рисунке 5 представлены вольт-амперные характеристики структур Si–SiO<sub>2</sub>–Me с разными металлическими контактами. Высота барьера для электронов на границе Me–SiO<sub>2</sub> зависит от работы выхода металла,

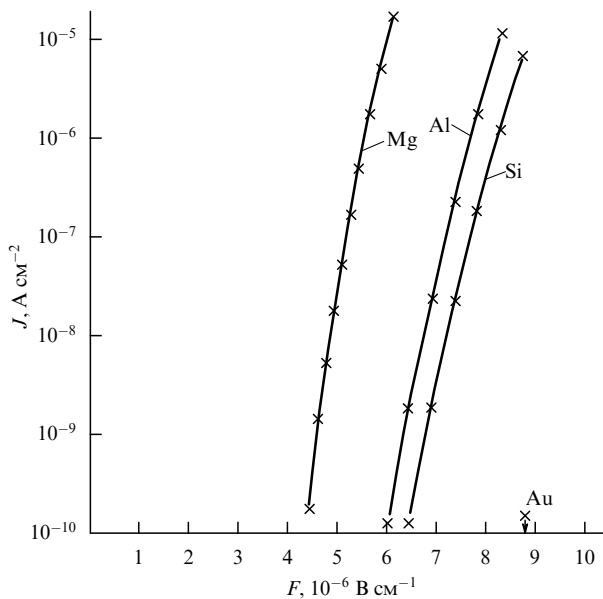


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики структур Si–SiO<sub>2</sub>–Me при инжекции электронов из металлов с разной работой выхода.

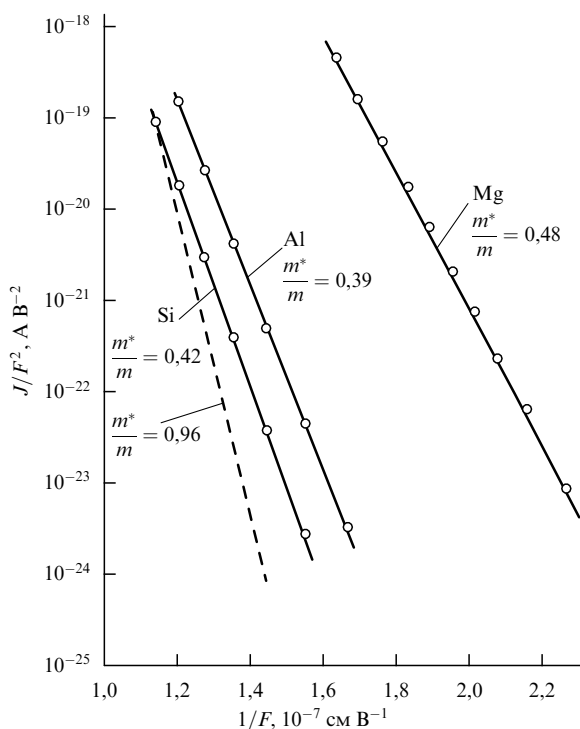


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики структур Si–SiO<sub>2</sub>–Me в координатах, соответствующих закону Фаулера–Нордгейма.

величина тока утечки экспоненциально зависит от работы выхода металла. Вольт-амперные характеристики спрямляются в координатах, соответствующих выражению (1) (рис. 6) [48]. В соответствии с предсказаниями теории, туннельный ток в оксиде кремния слабо зависит от температуры. Величина эффективной туннельной массы электронов в оксиде кремния, оценённая по наклону вольт-амперной характеристики на рис. 6, составляет  $m_e^* \approx 0,4m_0$  (где  $m_0$  — масса свободного электрона). В [49] изучалась инжекция электронов и дырок из кремния в оксид кремния в условиях, когда в качестве верхнего контакта вместо металла использовалась плазма коронного разряда. В этом случае при положительном потенциале на кремнии наблюдалась инжекция дырок из кремния в оксид кремния.

Эффект Фаулера–Нордгейма наблюдался при температуре жидкого азота и комнатной температуре при инжекции электронов из алюминия в нитрид кремния (рис. 7) [39]. Величина эффективной туннельной массы электронов в нитриде кремния, определённая из наклона вольт-амперной характеристики,  $m_e^* \approx 0,4m_0$ . При температуре жидкого азота эффект Фаулера–Нордгейма наблюдался при туннельной инжекции дырок из золота в нитрид кремния (см. рис. 7) [39]. Туннельная эффективная масса дырок в нитриде кремния, определённая по наклону вольт-амперной характеристики,  $m_h^* \approx 0,35m_0$ .

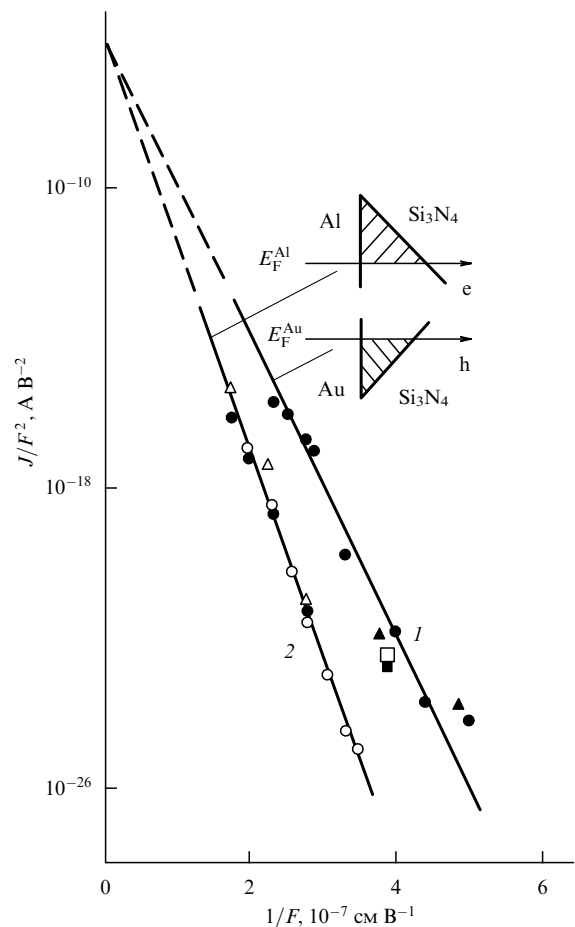


Рис. 7. Эффект Фаулера–Нордгейма при инжекции электронов из алюминия в нитрид кремния (1) и дырок из золота в нитрид кремния (2).

### 3.2. Термически облегчённое туннелирование на контакте

Процесс термически облегчённого туннелирования на контакте (рис. 4, стрелка 2) можно условно разбить на два этапа. На первом этапе носители заряда возбуждаются до некоторой энергии за счёт поглощения фононов, на втором — туннелируют через треугольный барьер. Выражение для тока при инжекции носителей из металла имеет следующий вид [47, 51]:

$$J = CF \exp \left\{ - \frac{\Phi_0 - (1/6) [(heF)/(4\pi kT\sqrt{m^*})]^2}{kT} \right\}, \quad (2)$$

где  $C = (2\pi m^* kT)^{1/2} (e/h)^2$ .

Термически облегчённое туннелирование доминирует в области средних полей и средних температур (когда термической энергии недостаточно для преодоления барьера на контакте по механизму Шотки). При термически облегчённом туннелировании плотность тока экспоненциально зависит от квадрата поля, энергия активации возрастает с температурой, ток сильно (экспоненциально) зависит от работы выхода металла.

Термически облегчённое туннелирование было предсказано для системы металл–вакуум [47, 52]. На границе металл–диэлектрик термически облегчённое туннелирование электронов теоретически анализировалось в [51]. Экспериментально термически облегчённая инжекция дырок наблюдалась на границе золото–нитрид кремния в [39]. На рисунке 8 представлены вольт-амперные характеристики при инжекции дырок из золота в нитрид кремния в координатах, соответствующих механизму термически облегчённого туннелирования (рис. 8а) и эффекту Шотки (рис. 8б). В случае (а) вольт-амперные характеристики спрямляются при температурах 523 и 593 К, в случае (б) вольт-амперные характеристики не спрямляются.

### 3.3. Термоэлектронная эмиссия на контакте — эффект Шотки

В отличие от эмиссии Фаулера–Нордгейма, термоэлектронная эмиссия Шотки (рис. 4, стрелка 3) преобладает при повышенных температурах, таких, что термической энергии достаточно для преодоления барьера на контакте

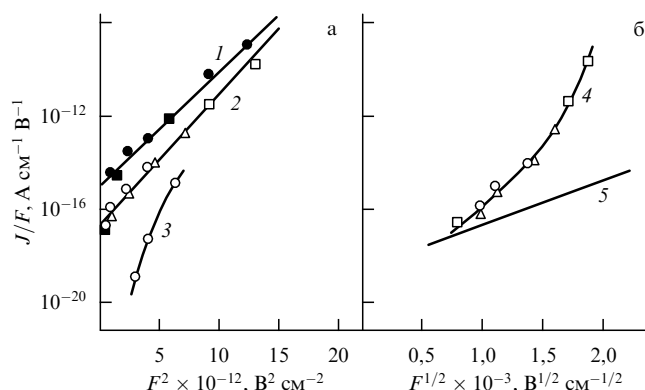


Рис. 8. Вольт-амперные характеристики при инжекции дырок из золота в нитрид кремния в координатах, соответствующих механизму термически облегчённого туннелирования (а) и эффекту Шотки (б). Теоретическая зависимость для эффекта Шотки при 523 К (5). Кривые при  $T = 593$  К (1), 523 К (2, 4), 77 К (3).

те и носители заряда способны с уровня Ферми контакта возбудиться в зону проводимости диэлектрика. Сильная полевая зависимость в эффекте Шотки обусловлена понижением барьера за счёт сил изображения.

Выражение для тока при инжекции из металла в диэлектрик имеет вид [47, 52]

$$J = AT^2 \exp \left( - \frac{\Phi_0 - \beta_{\text{Sh}} F^{1/2}}{kT} \right), \quad (3)$$

где  $A = (4\pi m^* k^2 e)/(m_e h^2) = 120 m^*/m_e [\text{A cm}^{-2} \text{град}^{-2}]$  — постоянная Ричардсона–Дешмана,  $\beta_{\text{Sh}} = [e^3/(4\pi\epsilon_\infty\epsilon_0)]^{1/2}$  — постоянная Шотки,  $\epsilon_\infty$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость.

Для эмиссии Шотки характерна экспоненциальная зависимость тока от температуры и электрического поля. Вольт-амперные характеристики, построенные в координатах  $\lg J = f(\sqrt{F})$ , представляют собой прямые линии. В случае эффекта Шотки ток экспоненциально зависит от работы выхода контакта (высоты барьера на границе раздела контакт–диэлектрик). Эффект Шотки доминирует при высоких температурах и малых значениях потенциального барьера на контакте металл–диэлектрик–полупроводник.

### 3.4. Инжекция через ловушки в оксиде кремния

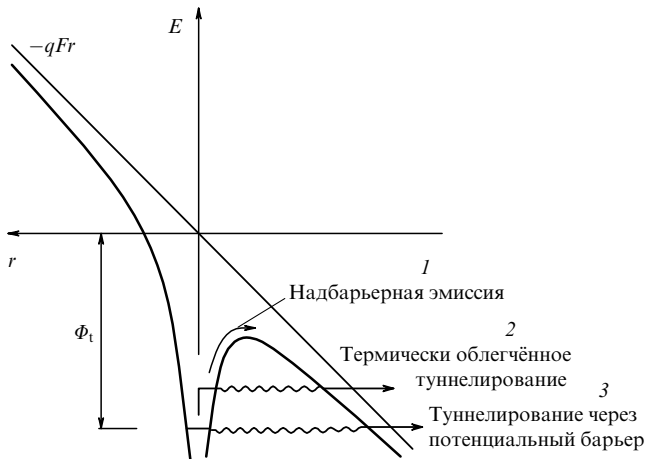
Если на границе с кремнием применяется толстый слой оксида кремния ( $> 5$  нм), то инжекция носителей заряда может идти через ловушки, содержащиеся в оксиде кремния. В этом случае заряд из кремния сначала туннелирует на ловушку в объёме оксида кремния и уже затем — с ловушки в свободную зону нитрида кремния. Благодаря уменьшению подбарьерного фактора такой ступенчатый процесс инжекции может оказаться выгоднее, чем, например, инжекция через треугольный барьер по Фаулера–Нордгейму. Теоретические и экспериментальные исследования термически облегчённого туннелирования для инжекции электронов приведены в [53]. Однако и дырки могут инжектироваться по такому же механизму. Для инжекции дырок и электронов по механизму термически облегчённого туннелирования можно использовать выражение [54]

$$J_{\text{ТАТ}} = \frac{e^2 F \hbar P_t}{2^{1/3} m^* 16} \exp \left( - \frac{2}{3} \frac{(2m^*)^{1/2} \Phi^{3/2}}{e F \hbar} \right). \quad (4)$$

Здесь использованы следующие обозначения:  $\Phi$  — высота барьера (для дырки или электрона),  $P_t$  — плотность распределения ловушек по энергии и объёму. При выводе формулы (4) это распределение предполагалось однородным. Обращает на себя внимание то, что подбарьерный фактор в экспоненте оказывается в два раза меньше, чем для закона Фаулера–Нордгейма. Чтобы этот механизм был эффективен, необходима плотность ловушек более  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  при ширине запрещённой зоны оксида кремния 8 эВ.

## 4. Модели ионизации ловушек

Если в диэлектрике имеется высокая концентрация ловушек, то объёмный заряд на них ограничивает инжекцию из контакта и величина проводимости определяется скоростью ионизации ловушек. В литературе при описании моделей ловушек доминируют два меха-



**Рис. 9.** Эффект Френкеля: понижение кулоновского потенциала ловушки в электрическом поле. Стрелками указаны возможные механизмы ионизации: 1 — термическая надбарьерная эмиссия, 2 — термически облегчённое туннелирование, 3 — туннельная ионизация. Здесь  $q$  — заряд электрона,  $r$  — пространственная координата.

низма ионизации ловушек: эффект Френкеля и многофононный механизм ионизации. В полупроводниках при наличии мелких ловушек при низких температурах, когда носители заряда локализованы на ловушках, наблюдается прыжковая проводимость [55].

#### 4.1. Ионизация ловушек по механизму Френкеля

Эффект Френкеля заключается в понижении кулоновского потенциала изолированной ловушки под воздействием приложенного электрического поля (рис. 9). Предполагается, что в запрещённой зоне диэлектрика имеется локализованное состояние (ловушка) с захваченным электроном, который взаимодействует по закону Кулона с положительно заряженным дефектом [25, 26]. Под воздействием электрического поля потенциальный барьер понижается и вероятность перехода электрона из локализованного состояния в зону проводимости увеличивается. Возможны три механизма ионизации ловушки.

1. Надбарьерная ионизация преобладает при достаточно высоких температурах и относительно низких полях, таких, что ширина барьера существенная и вероятность туннелирования через барьер небольшая (рис. 9, случай 1). Этот случай рассмотрен в оригинальных работах Френкеля [25, 26].

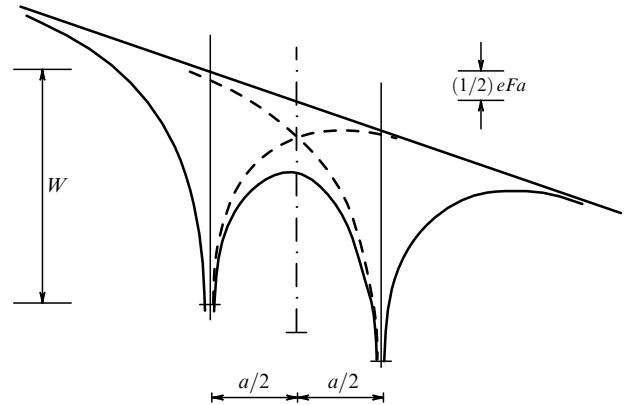
2. Термически облегчённое туннелирование (рис. 9, случай 2). Это переходный случай между туннелированием и надбарьерной ионизацией.

3. Туннелирование через потенциальный барьер (рис. 9, случай 3). Преобладает в области высоких полей (при которых ширина потенциального барьера достаточно мала для туннелирования через него) и низких температур.

Для термической ионизации ловушек (процесс, который и называют эффектом Френкеля) выражение для скорости ионизации ловушки имеет вид

$$P = v \exp \left( - \frac{W - \beta_{Fr} \sqrt{F}}{kT} \right), \quad (5)$$

где  $v$  — частотный фактор,  $\beta_{Fr} = (e^3 / (\pi \epsilon_\infty \epsilon_0))^{1/2}$  — постоянная Френкеля.



**Рис. 10.** Понижение потенциального барьера за счёт перекрытия кулоновских потенциалов близко расположенных соседних ловушек (модель Хилла).

Для термически облегчённого туннелирования вероятность ионизации ловушки в единицу времени принимает вид [56]

$$P = v \exp \left( - \frac{W - \beta \sqrt{F}}{kT} \right) + \frac{v}{kT} \times \int_0^{W - \beta \sqrt{F}} \exp \left( - \frac{\epsilon}{kT} - \frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m^* (eV(x) - \epsilon)} dx \right) d\epsilon, \quad (6)$$

$$V(x) = W - \frac{e}{4\pi \epsilon_\infty \epsilon_0 x} - Fx,$$

где  $\epsilon$  — энергия возбуждённого уровня,  $x_1, x_2$  — классические точки поворота,

$$x_{1,2} = \frac{1}{2} \frac{W - \epsilon}{eF} \left( 1 \mp \left( 1 - \frac{eF}{\pi \epsilon_\infty \epsilon_0 (W - \epsilon)^2} \right)^{1/2} \right). \quad (7)$$

Туннелирование через кулоновский потенциальный барьер наблюдается при низких температурах в сильных электрических полях.

В случае высокой концентрации ловушек имеет место понижение барьера вследствие перекрытия кулоновских потенциалов соседних ловушек (рис. 10) [57]. При высоких температурах для одномерной модели выражение для вольт-амперной характеристики имеет вид

$$J = v e N^{2/3} \exp \left( - \frac{W}{kT} \right) \sinh \left( \frac{eF}{2N^{1/3} kT} \right). \quad (8)$$

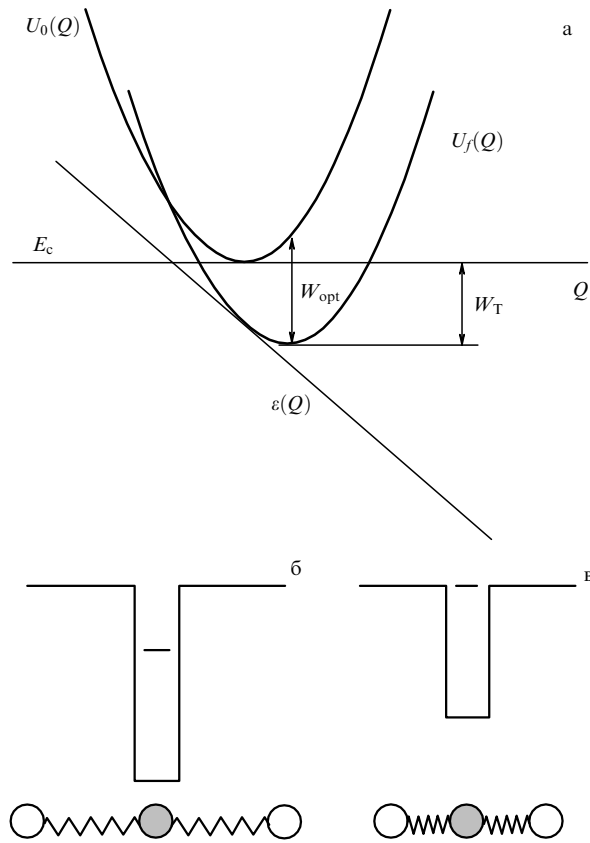
В сильных полях логарифм тока пропорционален электрическому полю (закон Пула).

#### 4.2. Многофононная ионизация ловушек

В этой модели предполагается, что свободный заряд может захватываться на дефектах решётки диэлектрика, которые в общем случае могут быть нейтральными.

Как указывалось выше, ловушки в диэлектриках глубокие и размеры локализации захваченного в них заряда малы. Такой сосредоточенный заряд деформирует ближайшее окружение ловушки, что в свою очередь также влияет на уровень энергии захваченного заряда. Таким образом, в этой модели считается, что имеется сильная взаимосвязь между энергией ловушки и решёткой диэлектрика (так называемая фононно-связанная ловушка).





**Рис. 11.** (а) Конфигурационная диаграмма ловушки в теории многофононной ионизации. Потенциалы  $U_f$  и  $U_0$  соответствуют ловушке с захваченным электроном и ионизованной ловушке. (б) Модель осциллятора для иллюстрации многофононной ионизации ловушки, равновесное состояние. (в) Возмущённое состояние, выход в непрерывный спектр.

Энергия связи электронов на глубоких центрах много больше средней энергии фононов, поэтому термическая ионизация возможна только благодаря многофононным процессам. Теория многофононной ионизации описывает переход электрона из локализованного состояния в делокализованное в терминах конфигурационных диаграмм. Колебания дефекта и ближайшего к ловушке окружения описываются изменением конфигурационной координаты  $Q$ . Конечно, при наличии большого числа ближайших атомов около ловушки такое одномерное описание является приближением. На рисунке 11а изображена конфигурационная диаграмма дефекта (ловушки) для пустой ловушки и ловушки с захваченным электроном. Потенциальная кривая  $U_f(Q)$  соответствует случаю, когда электрон захвачен на ловушку, а  $U_0(Q)$  — случаю пустой ловушки. Наклонная прямая — это зависимость энергии захваченного электрона  $\varepsilon(Q)$  от конфигурационной координаты. Когда  $\varepsilon(Q) < E_c$  ( $E_c$  — край зоны проводимости диэлектрика), электрон считается захваченным;  $\omega$  — частота колебания дефекта,  $W_{ph} = \hbar\omega$  — энергия локального фонона.

Как видно из рис. 11, возможны два пути ионизации ловушки. В первом случае переход из основного состояния в возбуждённое осуществляется за счёт вертикального перехода (оптический переход). Такой переход происходит при фиксированном значении  $Q$  и требует энергии  $W_{opt}$  (оптическая энергия ионизации ловушки). При

оптическом переходе электрон становится свободным, а ближайшее к дефекту окружение остаётся в первый момент деформированным. Затем эта энергия деформации разносится фононами по диэлектрику. Во втором случае возбуждение электрона происходит за счёт поглощения фононов с изменением конфигурационной координаты, так чтобы стало  $\varepsilon(Q) > E_c$ . На это необходима энергия  $W_T$  (термическая энергия ионизации).  $W_{opt}$  всегда больше  $W_T$ . Минимум энергии ловушки с захваченным электроном достигается при  $Q_0 = [2(W_{opt} - W_T)]^{1/2}$ .

В простейшем случае глубокая ловушка имеет одно связанное состояние. Положение локального уровня определяется потенциалом, наводимым дефектом, и существенно зависит от расстояния между дефектом и соседними атомами. Таким образом, колебания дефекта модулируют положение уровня локализованного электрона (рис. 11б, в). В случае сильных тепловых колебаний уровень может выйти в непрерывный спектр, что приводит к ионизации ловушки [58].

Ловушка может ионизоваться под действием постоянного электрического поля, причём скорость ионизации существенным образом зависит от температуры.

В квазиклассическом приближении для описания колебаний дефекта вероятность ионизации в единицу времени выражается как [35]

$$P = \frac{eF}{2\sqrt{2m^*W_{opt}}} \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar eF} W_{opt}^{3/2} + 4 \frac{W_{opt} - W_T}{W_{opt}} \frac{m^*\omega}{\hbar} \frac{W_{opt}^2}{e^2 F^2} \coth \frac{W_{ph}}{2T}\right). \quad (9)$$

При квантово-механическом описании колебаний дефекта для вероятности ионизации ловушки справедливо выражение [24]

$$P = \sum_n \exp\left(\frac{nW_{ph}}{2kT} - \frac{W_{opt} - W_T}{W_{ph}} \coth \frac{W_{ph}}{2kT}\right) \times I_n\left(\frac{W_{opt} - W_T}{W_{ph} \sinh(W_{ph}/2kT)}\right) P_i(W_T + nW_{ph}), \quad (10)$$

$$P_i(W) = \frac{eF}{2\sqrt{2m^*W}} \exp\left(-\frac{4}{3} \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar eF} W^{3/2}\right). \quad (11)$$

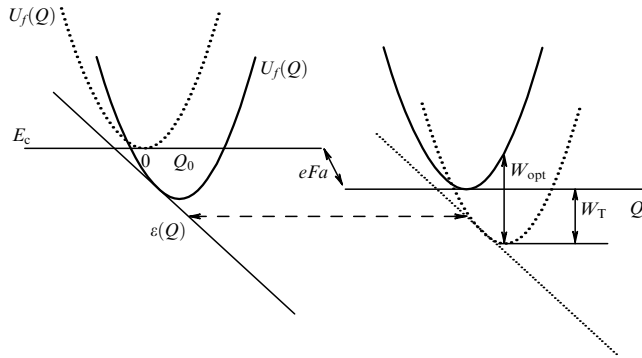
Здесь  $I_n$  — модифицированная функция Бесселя,  $P_i(W)$  — вероятность туннелирования через треугольный барьер высотой  $W$ .

#### 4.3. Перенос заряда

##### за счёт туннелирования между ловушками

В теории переноса Шокли–Рида–Холла предполагается, что заряд (для определённости будем иметь в виду электрон) из контакта инжектируется в зону проводимости диэлектрика и в объёме диэлектрика может захватываться ловушкой. Затем этот захваченный электрон может освободиться в зону проводимости и снова захватиться другой свободной ловушкой ниже по полю. Имеется переходный процесс заполнения ловушек, до тех пор пока скорость заполнения свободных ловушек не сравняется со скоростью ионизации заполненных ловушек. После этого наступает стационарный процесс переноса заряда.

Однако, когда концентрация ловушек велика и расстояние между ними мало, электрон может туннелиро-



**Рис. 12.** Диаграмма туннелирования электрона из одной фононно-связанной ловушки в другую на расстояние  $a$  в присутствии внешнего электрического поля  $F$ . Сплошные линии соответствуют начальному состоянию системы до туннелирования, пунктирные — конечному состоянию системы после туннелирования. Горизонтальная штриховая прямая отображает туннельный переход электрона из одной ловушки в другую.

вать между соседними ловушками без выхода в зону проводимости.

На рисунке 12 показана диаграмма туннелирования электрона из одной фононно-связанной ловушки в другую на расстояние  $a$  в присутствии внешнего электрического поля  $F$ . Сплошные линии соответствуют начальному состоянию системы до туннелирования, пунктирные — конечному состоянию системы после туннелирования. Во внешнем поле уровни электронов в соседних ловушках не совпадают, поэтому туннельный переход должен сопровождаться неупругими процессами — испусканием или поглощением фононов решётки, для того чтобы скомпенсировать разность энергий. Модель фононно-связанной ловушки легко учитывает это обстоятельство. В рамках этой модели частота туннельного перехода между ловушками даётся уравнением [59]

$$P = \frac{\sqrt{\pi} \hbar W_T}{m^* a^2 Q_0 \sqrt{kT}} \exp\left(-\frac{W_{\text{opt}} - W_T + eFa}{2kT}\right) \times \exp\left(-\frac{2a\sqrt{2m^* W_T}}{\hbar}\right). \quad (12)$$

В численной модели переноса заряда используется следующее уравнение для скорости заполнения ловушек внутри диэлектрика:

$$\frac{\partial}{\partial t} n_i = P_{i-1,i} n_{i-1} \left(1 - \frac{n_i}{N_t}\right) - P_{i,i-1} n_i \left(1 - \frac{n_{i-1}}{N_t}\right) + P_{i+1,i} n_{i+1} \left(1 - \frac{n_i}{N_t}\right) - P_{i,i+1} n_i \left(1 - \frac{n_{i+1}}{N_t}\right). \quad (13)$$

Здесь  $N_t$  — полная плотность ловушек,  $n_i$  — плотность заполненных электронами ловушек в узле  $i$  расчётной сетки. Расстояние между узлами равняется среднему расстоянию между ловушками,  $a = N_t^{-1/3}$ .  $P_{i-1,i}$  есть частота туннелирования из узла  $i-1$  в узел  $i$ , обратный процесс описывается частотой туннелирования  $P_{i,i-1}$ .

Заполнение самой первой ловушки происходит из контакта и описывается уравнением

$$\frac{\partial}{\partial t} n_1 = v_{\text{inj}}(N_t - n_1) - v_{\text{ion}} n_1 + P_{2,1} n_2 \left(1 - \frac{n_1}{N_t}\right) - P_{1,2} n_1 \left(1 - \frac{n_2}{N_t}\right), \quad (14)$$

где  $v_{\text{inj}}$  — скорость заполнения ловушки электронами из контакта и  $v_{\text{ion}}$  — скорость обратной ионизации ловушки в контакт. Для них справедливы выражения

$$v_{\text{inj}} = \exp\left(-\frac{\Phi - W_T}{kT}\right) v_{\text{ion}},$$

$$v_{\text{ion}} = \int \frac{V_{\text{out}}}{2z\sqrt{2\pi kT}} \times \exp\left[-\frac{(Q-Q_0)^2}{2kT} - \frac{4}{3} \frac{(2m^*)^{1/2} [(-\varepsilon)^{3/2} - (-eFz - \varepsilon)^{3/2}]}{eF\hbar}\right] \times \left[1 + \exp\left(-\frac{\Phi + \varepsilon + eFz}{kT}\right)\right]^{-1} dQ, \quad (15)$$

$$\varepsilon = -Q_0(Q - Q_0) - W_{\text{opt}}.$$

Здесь  $\Phi$  — разность энергий дна зоны проводимости диэлектрика и уровня Ферми контакта,  $z$  — расстояние от ловушки до контакта,  $V_{\text{out}}$  — скорость освободившегося из ловушки электрона в контакте.

На противоположном конце диэлектрика в качестве граничного условия предполагается, что ловушка возле контакта является пустой.

## 5. Пространственный заряд в диэлектрике и уравнения Шокли – Рида – Холла

Эксперимент свидетельствует о том, что в исходном состоянии электронные и дырочные ловушки в диэлектрике являются нейтральными и незаполненными. Накопление электронов и дырок на ловушках в диэлектрике приводит к образованию пространственного заряда. Перенос заряда, захват электронов и дырок, инжектированных из контактов на ловушки, и ионизация ловушек описываются уравнениями Шокли – Рида – Холла (16)–(19):

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial J(x,t)}{\partial x} - \sigma v n(x,t) (N_t^e - n_t(x,t)) + n_t(x,t) P(x,t) - \sigma_r v n(x,t) p_t(x,t), \quad (16)$$

$$\frac{\partial n_t(x,t)}{\partial t} = \sigma v n(x,t) (N_t^e - n_t(x,t)) - n_t(x,t) P(x,t) - \sigma_r v p(x,t) n_t(x,t), \quad (17)$$

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial J_p(x,t)}{\partial x} - \sigma v p(x,t) (N_t^h - p_t(x,t)) + p_t(x,t) P(x,t) - \sigma_r v p(x,t) n_t(x,t), \quad (18)$$

$$\frac{\partial p_t}{\partial t} = \sigma v p(x,t) (N_t^h - p_t(x,t)) - p_t(x,t) P(x,t) - \sigma_r v p(x,t) n_t(x,t). \quad (19)$$

Здесь  $n$  и  $n_t$  — концентрации свободных и захваченных электронов,  $p$  и  $p_t$  — концентрации свободных и захваченных дырок соответственно,  $N_t^e$  и  $N_t^h$  — концентрации электронных и дырочных ловушек,  $F(x,t)$  — локальное электрическое поле,  $e$  — заряд электрона,  $\sigma$  — сечение захвата ловушки,  $\sigma_r$  — сечение рекомбинации между свободными и захваченными носителями противоположного знака,  $v$  — дрейфовая скорость,  $\varepsilon$  — низкочас-

тотная диэлектрическая проницаемость,  $P$  — вероятность ионизации заполненных ловушек в единицу времени. Дрейфовая скорость электронов связана с плотностью тока соотношением  $J = env$ .

В качестве граничных условий для этих уравнений используются соответствующие законы инжекции (Фаулера–Нордгейма, эффект Шотки, термически облегчённое туннелирование и др.)

Пространственный заряд электронов и дырок, локализованных на ловушках, описывается уравнением Пуассона

$$\frac{\partial F}{\partial x} = -e \frac{n_t(x, t) - p_t(x, t)}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (20)$$

где  $\varepsilon$  — низкочастотная диэлектрическая проницаемость.

## 6. Двухзонная проводимость и параметры ловушек в $\text{Si}_3\text{N}_4$

Общим свойством аморфных полупроводников и диэлектриков является возможность локализовать электроны и дырки. Аморфный нитрид кремния  $\text{Si}_3\text{N}_4$  обладает способностью локализовать электроны и дырки с гигантским временем удержания: более 10 лет при 400 К [6]. Эффект памяти в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  широко используется в энергонезависимых микросхемах памяти. Перенос заряда в устройствах памяти на основе структур кремний–оксид–нитрид–оксид–кремний (КОНОК) определяется механизмом ионизации глубоких центров в  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . В настоящее время принято считать, что механизм ионизации в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  обусловлен эффектом Френкеля.

В данном разделе представлены результаты экспериментального исследования переноса заряда в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  в широком диапазоне электрических полей и температур. Проведено количественное сравнение экспериментальных данных с предсказаниями модели Френкеля и квантовой модели многофононного механизма ионизации ловушек. В [56] экспериментальные результаты по проводимости структур металл–нитрид–оксид–полупроводник (МНОП) количественно сравнивались с теорией многофононной ионизации для монополярной модели проводимости, учитывающей лишь инжекцию электронов из кремния и не учитывающей инжекции дырок из металла. В настоящем разделе результаты эксперимента сопоставляются с более общей биполярной моделью, в которой рассматривается инжекция электронов из кремния и дырок из металла, а также рекомбинация свободных электронов с локализованными дырками и свободных дырок с локализованными электронами (рис. 13). Экспериментально определены температурные зависимости тока в МНОП-структуре (рис. 14) для разных напряжений и вольт-амперные характеристики (рис. 15) при разных температурах. Все измерения проводились для положительных напряжений на металле. При такой полярности напряжения имеет место как инжекция электронов из кремниевой подложки, так и инжекция дырок из алюминия (рис. 13б).

Для сопоставления с экспериментом использовалась одномерная биполярная модель проводимости  $\text{Si}_3\text{N}_4$  [56]. Перенос заряда описывался с помощью уравнений Шокли–Рида–Холла (16)–(19) и уравнения Пуассона (20), учитывающего неоднородное распределение электрического поля в нитриде кремния. Для сечения захвата и

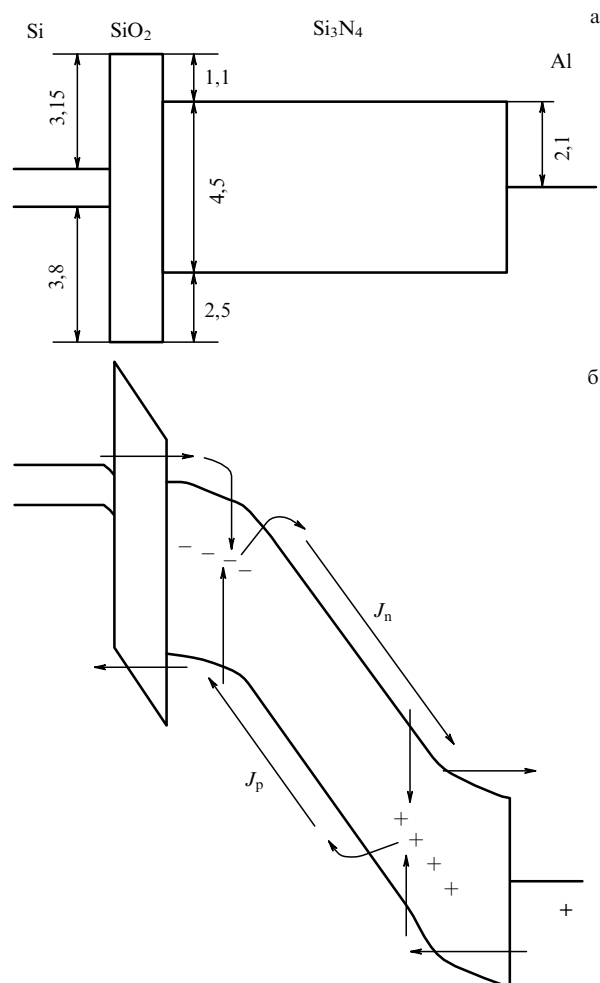


Рис. 13. Энергетическая диаграмма МНОП-структуры в режиме плоских зон (а) и при положительном потенциале на металле (б).

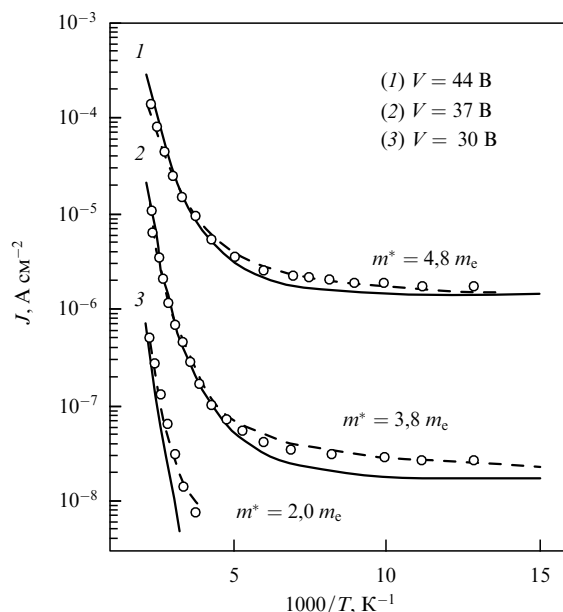


Рис. 14. Температурная зависимость тока в МНОП-структуре при разных приложенных положительных потенциалах на металле. Точки — эксперимент, сплошные линии — расчёт по многофононной модели. Параметры модели:  $m_e^* = m_h^* = 0,5m_0$ ,  $W_{\text{opt}} = 2,8$  эВ,  $W_T = 1,4$  эВ,  $W_{\text{ph}} = 60$  мэВ,  $\sigma_t^e = \sigma_t^h = \sigma_r = 5 \times 10^{-13}$  см<sup>2</sup>. Штриховые линии — расчёт для модели Френкеля при равных энергиях ловушек  $W = W^h = W^e = 1,2$  эВ, эффективных массах  $m^{e*} = m^{h*} = m^*$  и концентрациях  $N_t^e = N_t^h = 7 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup> электронных и дырочных ловушек.

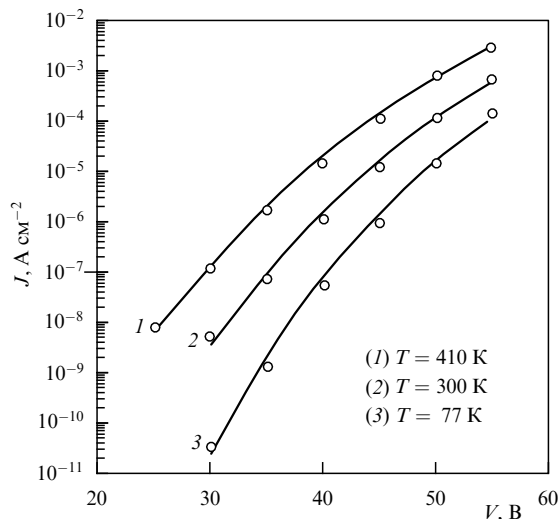


Рис. 15. Вольт-амперные характеристики  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , измеренные при разных температурах (точки) при положительном потенциале на Al и рассчитанные с использованием теории многофононной ионизации (сплошная линия). Параметры те же, что и для рис. 14.

сечения рекомбинации в нитриде кремния использовались значения  $\sigma_t^e = \sigma_t^h = \sigma_r = 5 \times 10^{-13} \text{ см}^2$  [6, 36, 54, 56]. Для оценки вероятности ионизации  $P$  ловушки в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  использовалась модель Френкеля (5)–(7) или модель многофононной ионизации (10).

При моделировании выбирались одинаковые эффективные массы электронов и дырок, равные  $0,5m_0$ . Электронная и дырочная инжекция из кремниевой подложки и алюминиевого электрода соответственно рассчитывалась на основе механизма Фаулера – Нордгейма.

Температурные зависимости тока измерены в диапазоне температур 77–410 K для напряжений 44, 37 и 30 В и построены в аррениусовских координатах  $\lg J - T^{-1}$  (см. рис. 14). Из рисунка видно, что ток слабо зависит от температуры при  $T < 200$  K. Слабая температурная зависимость тока свидетельствует о туннельном механизме ионизации ловушек.

Вначале для описания экспериментальных данных ( $\lg J - T^{-1}$ ) использовалась модель Френкеля с учётом термически облегчённого туннелирования. Наилучшее согласие эксперимента с расчётом получено для равных энергий ловушек  $W = W^h = W^e = 1,2 \text{ эВ}$ , эффективных масс  $m^{e*} = m^{h*} = m^*$  и концентраций  $N_t^e = N_t^h = 7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  электронных и дырочных ловушек (штриховые линии на рис. 14). Согласия эксперимента с расчётом удалось достичь только с использованием нефизично малого частотного фактора  $\nu = 6 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ . В оригинальной работе Френкеля величина частотного фактора оценивалась как  $\nu = W/h \approx 4 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$  [25]. Ранее в работах [60–63] для согласия с экспериментом также использовался заниженный частотный фактор  $\nu = 10^6 - 10^9 \text{ с}^{-1}$ . В области низких температур доминирует туннельный эффект и основную роль играет туннельная эффективная масса. Для достижения наилучшего согласия эксперимента с расчётом при разных напряжениях необходимо было использовать разные туннельные эффективные массы: для  $V = 44 \text{ В}$   $m^* = 4,8m_0$ , для  $V = 37 \text{ В}$   $m^* = 3,8m_0$  и для  $V = 30 \text{ В}$   $m^* = 2,0m_0$ . Используемые в расчётах значения эффективных масс на порядок больше величины туннельной эффективной массы электрона и дырки

$0,3 - 0,6m_0$ , определённой для  $\text{Si}_3\text{N}_4$  из эксперимента [39]. Отсюда мы сделали вывод, что модель Френкеля формально описывает перенос заряда в  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , но при этом для количественного согласия модели с экспериментом необходимо использовать в расчётах нефизично малый частотный фактор и аномально большую туннельную эффективную массу.

Затем результаты эксперимента сравнивались с результатом расчёта на основе многофононной теории ионизации [34] (сплошные линии на рис. 14). Установлено, что наилучшее согласие многофононной модели с экспериментом достигается для одинаковых параметров электронных и дырочных ловушек:  $W_T^e = W_T^h = 1,4 \text{ эВ}$ ,  $W_{\text{opt}}^e = W_{\text{opt}}^h = 2,8 \text{ эВ}$ ,  $N_t^e = N_t^h = 7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $W_{\text{ph}} = 0,06 \text{ эВ}$ . Рассчитанные с использованием многофононной теории вольт-амперные характеристики для температур  $T = 77, 300$  и  $410 \text{ К}$  показаны на рис. 15 (сплошные линии), а температурные зависимости тока для напряжений  $V = 44, 37$  и  $30 \text{ В}$  на алюминиевом электроде — на рис. 14 (сплошные линии). В целом наблюдается неплохое согласие эксперимента и результатов расчёта для многофононной теории ионизации ловушек. Для напряжений менее  $35 \text{ В}$  наблюдалось наибольшее расхождение расчёта с экспериментом. Это расхождение можно объяснить медленной релаксацией тока в нитриде кремния, природа которой остаётся невыявленной [64].

Таким образом, эксперимент по переносу заряда в нитриде кремния в широком диапазоне электрических полей и температур количественно описывается теорией многофононной ионизации ловушек.

Наилучшее согласие результатов расчёта с экспериментом при использовании теории многофононной ионизации было получено при одинаковых параметрах электронных и дырочных ловушек, таких как концентрация, сечение захвата, оптическая и термическая энергия. Ранее предположение об идентичности параметров электронных и дырочных ловушек было сделано в работе [38] для объяснения экспериментальных результатов по стеканию заряда при различных "стягивающих" напряжениях. Эта же гипотеза была высказана в работах [65, 66] (см. также [67]) на основе экспериментов по люминесценции, а также квантово-химического моделирования.

Величина оптической энергии в расчётах получилась в два раза больше величины термической энергии,  $W_{\text{opt}} = 2W_T$ . Это означает, что энергия активации при захвате электрона или дырки близка к нулю. Этот факт согласуется со слабой температурной зависимостью сечения захвата для электронов и дырок в  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , наблюдаемой экспериментально [36].

Энергия фонона  $W_{\text{ph}} = 60 \text{ мэВ}$ , полученная в расчётах, совпадает с энергией фонона в аморфном кремнии, величина которой определена по спектрам комбинационного рассеяния. Такое совпадение указывает на то, что в качестве электронных и дырочных ловушек могут выступать аморфные кремниевые нанокластеры в нитриде кремния.

Квантово-размерные эффекты в аморфных кремниевых точках, встроенных в нитрид кремния, наблюдались в экспериментах по оптическому поглощению и фотолюминесценции [68, 69]. Аморфные Si-нанокластеры могут захватывать электроны и дырки в нитриде кремния [70]. Найденное большое различие между термической и оптической энергиями ионизации в рамках много-

фононной теории ионизации, по-видимому, обусловлено сильной деформацией решётки в  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Возможно, захват электронов и дырок в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  осуществляется на минимальный кластер кремния: связь Si–Si. Эта модель предполагает, что Si–Si-связь, или кремниевый кластер, состоящий из нескольких атомов кремния, является глубоким центром для электронов и дырок и рекомбинационным центром. Квантово-химическое моделирование Si–Si-связи в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  качественно подтверждает эту гипотезу [66].

## 7. Проводимость нитрида кремния, обогащённого кремнием

Результаты теории переноса за счёт туннелирования между ловушками сравнивались с результатами эксперимента по проводимости аморфных плёнок нитрида  $\text{SiN}_x$ , обогащённого кремнием, выращенных при разных соотношениях  $\text{SiH}_4/\text{NH}_3$  [71]. В эксперименте измерялась зависимость величины тока от напряжения, приложенного к диэлектрику толщиной  $\approx 100$  нм [16]. Известно, что увеличение соотношения  $\text{SiH}_4/\text{NH}_3$  в процессе синтеза  $\text{Si}_3\text{N}_4$  приводит к уменьшению параметра  $x$ , т.е. к увеличению концентрации избыточного, сверхстехиометрического кремния. Увеличение соотношения  $\text{SiH}_4/\text{NH}_3$  сопровождается увеличением показателя преломления  $n$ , значение которого приведено далее в подписи к рис. 17.

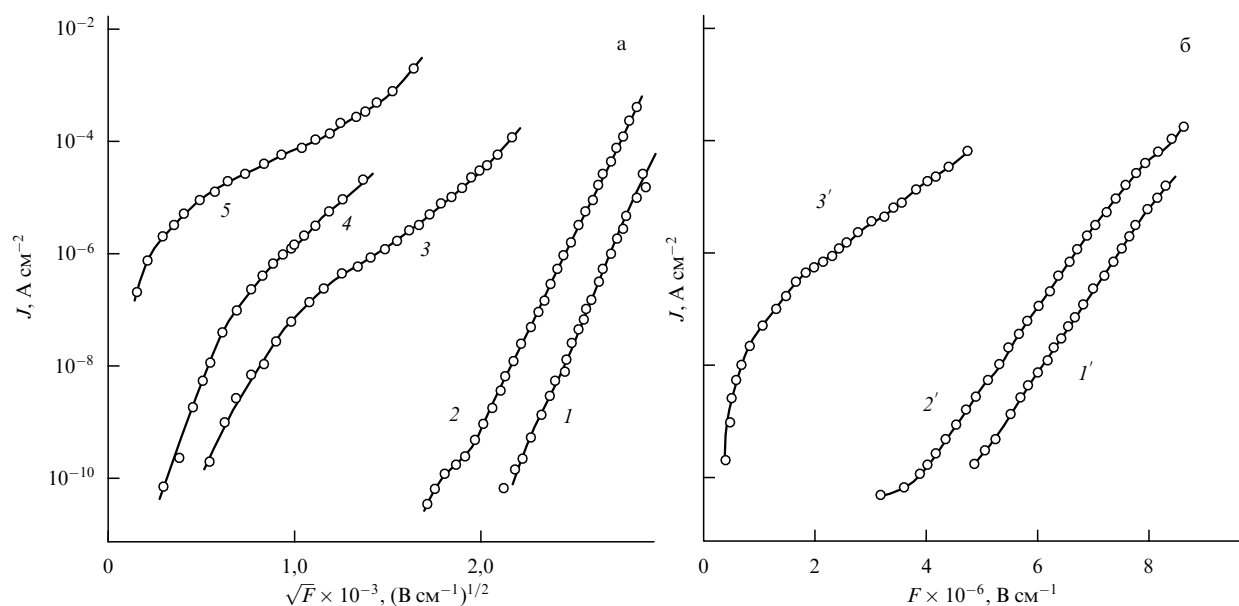
На рисунке 16 показаны измеренные вольт-амперные характеристики для стехиометрического нитрида кремния (1) и нитрида кремния, обогащённого кремнием (2–5), при комнатной температуре в координатах, соответствующих закону Френкеля, и в координатах, соответствующих закону Пула,  $\lg J \sim F$ . Обращает на себя внимание тот факт, что для обогащённого кремнием нитрида кремния ток значительно выше, чем для стехиометрического нитрида кремния. Более того, заметный электрический ток через обогащённый нитрид кремния

возникает уже при низких напряжениях, в то время как в случае стехиометрического нитрида кремния существует некоторый порог по напряжению, когда появляется заметный ток. Такой разительный контраст по проводимости между стехиометрическим и обогащённым кремнием нитридом кремния мы связываем с высокой концентрацией ловушек в обогащённом нитриде кремния. Это согласуется с ранее высказанной гипотезой [65] о том, что природа ловушек в нитриде кремния связана с кремниевыми кластерами и, в частности, Si–Si-связь может служить ловушкой в нитриде кремния, а локальный фонон ассоциирован с этой связью.

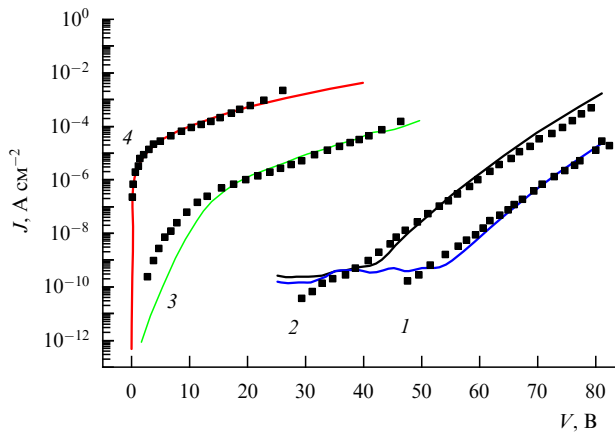
Нами были проведены численные расчёты зависимости тока от напряжения в модели, когда учитывается только ионизация нейтральных ловушек без туннелирования между ними. Эти расчёты показали хорошее согласие с экспериментальными данными для почти стехиометрического нитрида (кривые 1, 2 на рис. 17), но ни при каких условиях не смогли воспроизвести результаты для нитрида кремния, обогащённого кремнием. Только модель, учитывающая туннелирование между ловушками, смогла удовлетворительно описать эти данные (кривые 3, 4 на рис. 17). Для хорошего согласия результатов теоретических расчётов с экспериментом необходимо предполагать высокую концентрацию ловушек, более  $10^{21} \text{ см}^{-3}$ .

## 8. Монополярная электронная проводимость $\text{Al}_2\text{O}_3$

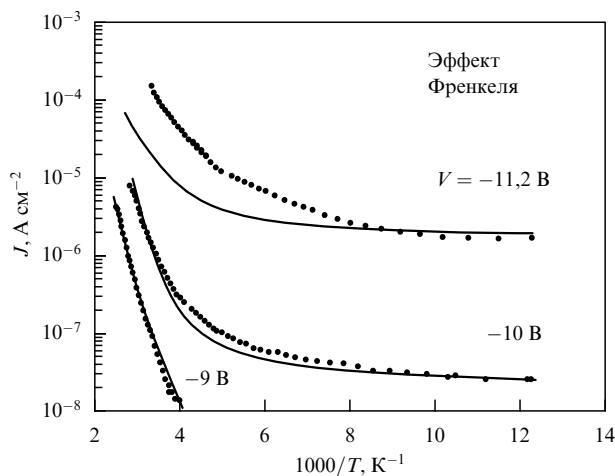
Аморфный оксид алюминия имеет ширину запрещённой зоны  $E_g \approx 6,2$  эВ и высоту барьера для электронов на границе  $\text{Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$   $\phi^e \approx 2,0$  эВ [5]. Плёнки  $\text{Al}_2\text{O}_3$  характеризуются относительно низкой концентрацией ловушек и, следовательно, малыми токами утечки по сравнению с  $\text{HfO}_2$ . В работах [6, 9, 10]  $\text{Al}_2\text{O}_3$  был предложен в качестве блокирующего слоя во флэш-элементах памяти, основанных на квантовых точках и нитриде кремния. Про-



**Рис. 16.** (а) Вольт-амперные характеристики нитрида кремния, обогащённого кремнием, в координатах, соответствующих закону Френкеля:  $\text{SiH}_4/\text{NH}_3 = 0,02$  (1); 0,1 (2); 0,2 (3); 0,33 (4); 0,5 (5). (б) Вольт-амперные характеристики нитрида кремния, обогащённого кремнием, в координатах, соответствующих закону Пула:  $\text{SiH}_4/\text{NH}_3 = 0,02$  (1'); 0,1 (2'); 0,33 (3').



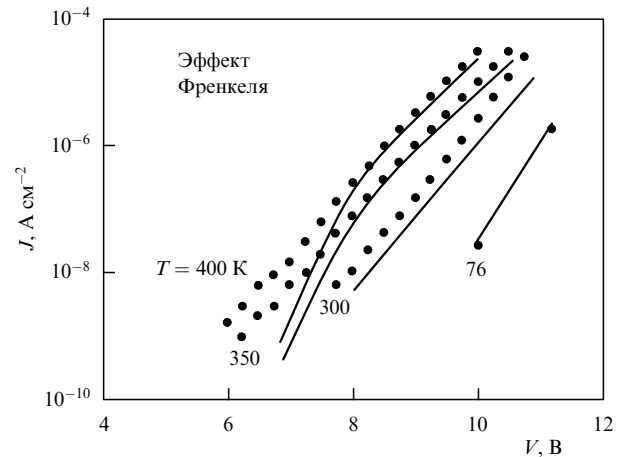
**Рис. 17.** Экспериментальные (точки) и расчётные (сплошные линии) вольт-амперные характеристики  $\text{Si}_3\text{N}_4$  с разной концентрацией ловушек. Расчётные параметры ловушек: (1)  $\text{SiH}_4/\text{NH}_3 = 0,02$ ,  $n = 1,96$ , параметры расчёта  $N_t = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $W_T = 1,7 \text{ эВ}$ ,  $W_{\text{opt}} = 3,5 \text{ эВ}$ ,  $\Phi = 2,3 \text{ эВ}$ ,  $m^* = 0,5m_0$ ; (2)  $\text{SiH}_4/\text{NH}_3 = 0,1$ ,  $n = 2,05$ ,  $N_t = 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $W_T = 1,5 \text{ эВ}$ ,  $W_{\text{opt}} = 3 \text{ эВ}$ ,  $\Phi = 1,8 \text{ эВ}$ ,  $m^* = 0,5m_0$ ; (3)  $\text{SiH}_4/\text{NH}_3 = 0,2$ ,  $n = 2,2$ ,  $N_t = 3 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ,  $W_T = 1,55 \text{ эВ}$ ,  $W_{\text{opt}} = 3 \text{ эВ}$ ,  $\Phi = 2,1 \text{ эВ}$ ,  $m^* = 0,5m_0$ ; (4)  $\text{SiH}_4/\text{NH}_3 = 0,5$ ,  $n = 2,35$ ,  $N_t = 3 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $W_T = 1,7 \text{ эВ}$ ,  $W_{\text{opt}} = 3 \text{ эВ}$ ,  $\Phi = 2,1 \text{ эВ}$ ,  $m^* = 0,5m_0$ . Здесь  $\Phi$  — величина барьера для инжекции электрона из кремниевой подложки в нитрид (разность энергий между зонами проводимости в нитриде кремния и кремнии). В расчётах варьировались величины  $N_t$ ,  $W_T$ ,  $W_{\text{opt}}$ ,  $\Phi$  при фиксированной эффективной массе электрона.



**Рис. 18.** Температурные зависимости тока  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , измеренные (точки) при разных отрицательных потенциалах на Al и рассчитанные по модели Френкеля с учётом термически облегчённого туннелирования (сплошные линии). Параметры ловушки:  $W = 1,4 \text{ эВ}$ ,  $m^* = 3,5m_0$ ,  $\nu = 1 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ ,  $\sigma = 5 \times 10^{-13} \text{ см}^2$ ,  $N_t = 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

проводимость  $\text{Al}_2\text{O}_3$  многими исследователями интерпретируется в рамках модели Пула – Френкеля [72, 73].

Потенциальный барьер для дырок на границе  $\text{Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$  составляет 3,1 эВ, что намного больше барьера для электронов на границе  $\text{Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3$ , который составляет  $\approx 2,0 \text{ эВ}$ . Поэтому при отрицательном потенциале на Al-электроде доминирует инжекция электронов с верхнего электрода (из алюминия) [74]. По этой причине рассматривается монополярная проводимость в  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , обусловленная электронами. Для расчёта инжекционного тока на границе  $\text{Al}/\text{Al}_2\text{O}_3$  использовался механизм Фаулера – Нордгейма, эффективная масса электронов принималась равной  $0,45m_0$  [75–77].

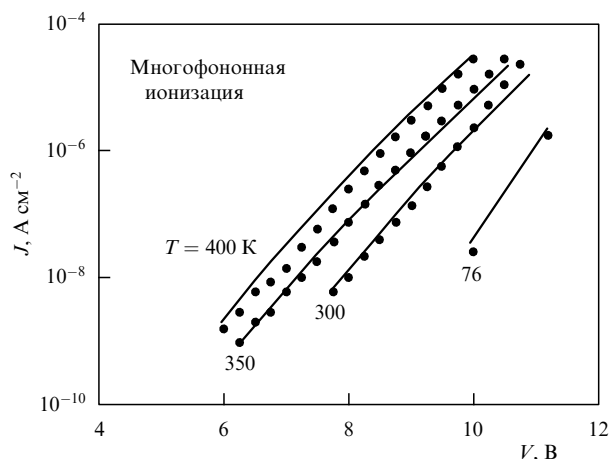


**Рис. 19.** Вольт-амперные характеристики  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , измеренные (точки) при разных температурах и рассчитанные с использованием модели Френкеля с учётом термически облегчённого туннелирования (сплошные линии). Параметры ловушки  $W = 1,4 \text{ эВ}$ ,  $m^* = 3,5m_0$ ,  $\nu = 1 \times 10^9 \text{ с}^{-1}$ ,  $\sigma = 5 \times 10^{-13} \text{ см}^2$ ,  $N_t = 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

На рисунках 18 и 19 показаны экспериментальные температурные зависимости тока в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и вольт-амперные характеристики  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в сравнении с зависимостями, рассчитанными по модели Френкеля с учётом термически облегчённого туннелирования. Для сечения захвата использовалась величина  $\sigma^e = 5 \times 10^{-13} \text{ см}^2$ , а для концентрации электронных ловушек величина  $N_t = 5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . При высоких температурах в слабых электрических полях проводимость экспоненциально зависит от температуры. По наклону зависимости  $\lg J - T^{-1}$  оценена энергия ловушки  $W = 1,4 \text{ эВ}$ . Наилучшее согласие эксперимента с расчётом было получено для частотного фактора  $\nu = 10^9 \text{ с}^{-1}$ . Эта величина является также аномально малой. При низких температурах ток слабо зависит от температуры и определяется туннельным механизмом. Наилучшее согласие эксперимента с результатами расчёта получено при туннельной эффективной массе электронов  $m^* = 3,5m_0$ . Отметим, что для эффективной массы электронов на границе и в объёме  $\text{Al}_2\text{O}_3$  необходимо использовать разные величины (в объёме  $m^* = 3,5m_0$ , а на границе  $\text{Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$   $m^* = 0,45m_0$ ). Использование в расчётах эффективной массы на границе такой же, как в объёме,  $m^* = 3,5m_0$ , приводит к контактно-ограниченной проводимости.

На рисунке 20 показано сравнение экспериментальных температурных зависимостей вольт-амперных характеристик (точки) с рассчитанными (сплошные линии) для многофононной ионизации ловушек в  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [34]. При расчёте использовались следующие параметры для нейтральных ловушек: сечение захвата  $5 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ , концентрация ловушек  $2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . При низких температурах и сильных электрических полях были оценены эффективная масса электрона и величина  $W_{\text{opt}}$ . При температуре, близкой к температуре жидкого азота, наилучшее согласие эксперимента с расчётом получено для эффективной массы электрона  $0,4m_0$  и  $W_{\text{opt}} = 3,0 \text{ эВ}$ , а также для  $W_T = 1,5 \text{ эВ}$  и  $W_{\text{ph}} = 0,05 \text{ эВ}$ .

В аморфном оксиде алюминия детально изучены оптические переходы на вакансиях кислорода. Энергия люминесценции составляет 3,0 эВ, энергия возбуждения 6,0 эВ [78–80]. Половина стоксова сдвига люминесцен-



**Рис. 20.** Вольт-амперные характеристики  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , измеренные при разных температурах (точки) при отрицательном потенциале на Al и рассчитанные с использованием теории многофононной ионизации (сплошные линии). Параметры ловушки:  $W_T = 1,5$  эВ,  $W_{\text{opt}} = 3,0$  эВ,  $W_{\text{ph}} = 0,05$  эВ,  $m^* = 0,4m_e$ ,  $N_t = 2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ,  $\sigma = 5 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ .

ции составляет величину 1,5 эВ, совпадающую с термической энергией ловушки. Таким образом, в качестве ловушек для электронов в аморфном оксиде алюминия выступают вакансии кислорода.

В оксиде алюминия отношение  $W_{\text{opt}}/W_T = 2$ , что соответствует нулевой энергии активации при захвате на ловушку. Ранее такое же соотношение для  $W_{\text{opt}}$  и  $W_T$  наблюдалось в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  [61].

Таким образом, так же как и в нитриде кремния, модель Френкеля количественно (формально) описывает перенос заряда в широком диапазоне электрических полей и температур. Однако согласие с экспериментом наблюдается при аномально большом значении эффективной массы и аномально малом значении частотного фактора. В то же время многофононная модель проводимости количественно (непротиворечиво) описывает перенос электронов в аморфном оксиде алюминия.

## 9. Заключение

Проводимость подавляющего большинства диэлектриков, за исключением термического оксида на кремнии, лимитируется ионизацией ловушек. Широко распространённая модель Френкеля, основанная на ионизации заряженных кулоновских ловушек, количественно (формально) описывает эксперимент в широком диапазоне полей и температур. Однако количественное согласие с экспериментом основано на нефизично малой величине частотного фактора и аномально большой величине эффективной массы, на порядок превышающей экспериментальные значения. Экспериментальные вольт-амперные зависимости в широком диапазоне температур количественно описываются теорией многофононной ионизации нейтральных ловушек. В зависимости от величин барьеров для электронов и дырок проводимость диэлектрика может быть монополярной. Такой случай имеет место для аморфного  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , в котором дырочные барьеры существенно превышают электронные. В  $\text{Al}_2\text{O}_3$  наблюдается монополярная электронная проводимость. В случае аморфного нитрида кремния, для которого электронные и дырочные барьеры близки

по величине, имеет место двухзонная биполярная проводимость. Из отрицательно смещённого контакта инжектируются электроны, из положительно смещённого — дырки. В объёме диэлектрика происходит рекомбинация свободных электронов с локализованными дырками и свободных дырок с локализованными электронами. Эксперименты по переносу непротиворечиво количественно объясняются на основе предположения о том, что ловушки для электронов и дырок являются нейтральными.

Эксперимент свидетельствует о равенстве концентраций, энергий и сечений захвата для электронных и дырочных ловушек в нитриде кремния. Термическая энергия активации вдвое больше оптической энергии ионизации, что указывает на отсутствие барьера для захвата электронов и дырок на ловушки. Этот факт не противоречит слабой температурной зависимости сечения захвата для электронов и дырок в нитриде кремния.

## Список литературы

1. Гриценко В А *УФН* **178** 727 (2008) [Gritsenko V A *Phys. Usp.* **51** 699 (2008)]
2. Kingon A I, Maria J-P, Streiffer S K *Nature* **406** 1032 (2000)
3. Wilk G D, Wallace R M, Anthony J M J. *Appl. Phys.* **89** 5243 (2001)
4. Robertson J *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **28** 265 (2004)
5. Перевалов Т В, Гриценко В А *УФН* **180** 587 (2010) [Perevalov T V, Gritsenko V A *Phys. Usp.* **53** 561 (2010)]
6. Roizin Y, Gritsenko V, in *Dielectric Films for Advanced Microelectronics* (Eds M Baklanov, M Green, K Maex) (Chichester: John Wiley & Sons, 2007) p. 251
7. Насыров К А и др. *ЖЭТФ* **129** 926 (2006) [Nasyrov K A et al. *JETP* **102** 810 (2006)]
8. Гриценко В А и др. *Диэлектрики в нанoeлектронике* (Отв. ред. А Л Асеев) (Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2010)
9. Lee C-H, Park K-C, Kim K *Appl. Phys. Lett.* **87** 073510 (2005)
10. Насыров К А, Шаймеев С С, Гриценко В А *ЖЭТФ* **136** 910 (2009) [Nasyrov K A, Shaimeev S S, Gritsenko V A *JETP* **109** 786 (2009)]
11. Goguenheim D et al. *J. Non-Cryst. Solids* **245** 41 (1999)
12. Endoh T et al. *J. Appl. Phys.* **86** 2095 (1999)
13. Maex K et al. *J. Appl. Phys.* **93** 8793 (2003)
14. Waser R, Aono M *Nature Mater.* **6** 833 (2007)
15. Strukov D B et al. *Nature* **453** 80 (2008)
16. Yang J J et al. *Nature Nanotechnol.* **3** 429 (2008)
17. Lee M-J et al. *Nano Lett.* **9** 1476 (2009)
18. Lee M-J et al. *Adv. Functional Mater.* **19** 1587 (2009)
19. Borghetti J et al. *Nature* **464** 873 (2010)
20. Goux L et al. *Appl. Phys. Lett.* **97** 243509 (2010)
21. Lee M-J et al. *Nature Mater.* **10** 625 (2011)
22. Shaposhnikov A V et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 243506 (2012)
23. Wang Z et al. *Phys. Rev. B* **85** 195322 (2012)
24. Pool H H *Philos. Mag.* **34** 195 (1917)
25. Френкель Я И *ЖЭТФ* **8** 1292 (1938)
26. Frenkel J *Phys. Rev.* **54** 647 (1938)
27. Sze S M *Physics of Semiconductor Devices* (New York: Wiley, 1981)
28. Yeh C-C et al. *Appl. Phys. Lett.* **91** 113521 (2007)
29. Zhu W J et al. *IEEE Electron Dev. Lett.* **23** 97 (2002)
30. Xu Z et al. *Appl. Phys. Lett.* **80** 1975 (2002)
31. Chim W K et al. *J. Appl. Phys.* **93** 4788 (2003)
32. Laha A, Krupanidhi S B J. *Appl. Phys.* **92** 415 (2002)
33. Ganichev S D et al. *Phys. Rev. B* **61** 10361 (2000)
34. Makram-Ebeid S, Lannoo M *Phys. Rev. B* **25** 6406 (1982)
35. Абакумов В Н, Перель В И, Ясевич И Н *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках* (СПб.: Изд-во ПИЯФ, 1997); Abakumov V N, Perel V I, Yassievich I N *Nonradiative Recombination in Semiconductors* (Amsterdam: North-Holland, 1991)
36. Hampton F L, Cricchi J R *Appl. Phys. Lett.* **35** 802 (1979)
37. Гриценко В А, Меерсон Е Е *Микроэлектроника* **12** 580 (1983)
38. Гриценко В А и др. *Микроэлектроника* **16** 42 (1987)

39. Gritsenko V A, Meerson E E, Morokov Yu N *Phys. Rev. B* **57** R2081 (1998)
40. Насыров К А и др. *Письма в ЖЭТФ* **77** 455 (2003) [Nasyrov K A et al. *JETP Lett.* **77** 385 (2003)]
41. Hielscher F H, Preier H M *Solid-State Electron.* **12** 527 (1969)
42. Quast W, Schiek B *Electron. Lett.* **5** 485 (1969)
43. Гиновкер А С, Гриценко В А, Синица С П *Микроэлектроника* **2** 283 (1973)
44. Gritsenko V A, Meerson E E *Phys. Status Solidi A* **62** K131 (1980)
45. Ginovker A S, Gritsenko V A, Sinita S P *Phys. Status Solidi A* **26** 489 (1974)
46. Fowler R H, Nordheim L *Proc. R. Soc. Lond. A* **119** 173 (1928)
47. Murphy E L, Good R H (Jr.) *Phys. Rev.* **102** 1464 (1956)
48. Lenzlinger M, Snow E H *J. Appl. Phys.* **40** 278 (1969)
49. Weinberg Z A, Johnson W C, Lampert M A *J. Appl. Phys.* **47** 248 (1976)
50. Петрин А Б *ЖЭТФ* **136** 369 (2009) [Petrin A B *JETP* **109** 314 (2009)]
51. Roberts G G, Polanco J I *Phys. Status Solidi A* **1** 409 (1970)
52. Jensen K L *J. Appl. Phys.* **102** 024911 (2007)
53. Houssa M et al. *J. Appl. Phys.* **87** 8615 (2000)
54. Nasyrov K A et al. *J. Appl. Phys.* **105** 123709 (2009)
55. Шкловский Б И, Эфрос А Л *Электронные свойства легированных полупроводников* (М.: Наука, 1979) [Shklovskii B I, Efros A L *Electronic Properties of Doped Semiconductors* (Berlin: Springer-Verlag, 1984)]
56. Vishnyakov A V et al. *Solid-State Electron.* **53** 251 (2009)
57. Hill R M *Philos. Mag.* **23** 59 (1971)
58. Ганичев С Д, Ясиевич И Н, Преттл В *ФТТ* **39** 1905 (1997) [Ganichev S D, Prettl W, Yassievich I N *Phys. Solid State* **39** 1703 (1997)]
59. Nasyrov K A, Gritsenko V A *J. Appl. Phys.* **109** 093705 (2011)
60. Nasyrov K A et al. *IEEE Electron Dev. Lett.* **23** 336 (2002)
61. Nasyrov K A et al. *J. Appl. Phys.* **96** 4293 (2004)
62. Гадияк Г В, Обрехт М А, Синица С П *Микроэлектроника* **14** 512 (1985)
63. Svensson C M *J. Appl. Phys.* **48** 329 (1977)
64. Gritsenko V A, Meerson E E, Sinita S P *Phys. Status Solidi A* **48** 31 (1978)
65. Гриценко В А, в кн. *Нитрид кремния в электронике* (Отв. ред. А В Ржанов) (Новосибирск: Наука, 1982) [Gritsenko V A "Electronic structure and optical properties of silicon nitride", in *Silicon Nitride in Electronics* (Amsterdam: Elsevier, 1988) p. 138]
66. Gritsenko V A et al. *Microelectron. Eng.* **86** 1866 (2009)
67. Гриценко В А *УФН* **182** 531 (2012) [Gritsenko V A *Phys. Usp.* **55** 498 (2012)]
68. Park N-M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1355 (2001)
69. Park N-M, Kim T-S, Park S-J *Appl. Phys. Lett.* **78** 2575 (2001)
70. Гриценко В А и др. *ЖЭТФ* **125** 868 (2004) [Gritsenko V A et al. *JETP* **98** 760 (2004)]
71. Воскобойников В В и др. *Микроэлектроника* **5** 369 (1976)
72. Kolodzey J et al. *IEEE Trans. Electron Dev.* **47** 121 (2000)
73. Specht M et al. *Appl. Phys. Lett.* **84** 3076 (2004)
74. Ohta K, Hamano K *Jpn. J. Appl. Phys.* **11** 546 (1972)
75. Новиков Ю Н, Гриценко В А, Насыров К А *Письма в ЖЭТФ* **89** 599 (2009) [Novikov Yu N, Gritsenko V A, Nasyrov K A *JETP Lett.* **89** 506 (2009)]
76. Novikov Yu N et al. *Microelectron. Reliability* **50** 207 (2010)
77. Novikov Yu N, Gritsenko V A, Nasyrov K A *Appl. Phys. Lett.* **94** 222904 (2009)
78. Perevalov T V et al. *J. Appl. Phys.* **108** 013501 (2010)
79. Пустоваров В А и др. *ЖЭТФ* **138** 1119 (2010) [Pustovarov V A et al. *JETP* **111** 989 (2010)]
80. Pustovarov V A et al. *Thin Solid Films* **519** 6319 (2011)

## Transport mechanisms of electrons and holes in dielectric films

**K.A. Nasyrov**

*Institute of Automation and Electrometry, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
prosp. Akademika Koptyuga 1, 630090 Novosibirsk, Russian Federation  
Fax +7 (383) 333 33 63  
E-mail: nasyrov@iae.nsk.su*

**V.A. Gritsenko**

*Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
prosp. Lavrent'eva 13, 630090 Novosibirsk, Russian Federation  
Tel. +7 (383) 330 88 91  
Fax +7 (383) 330 27 71  
E-mail: grits@isp.nsc.ru*

Electron and hole transport mechanisms in amorphous silicon oxide, silicon nitride and aluminum oxide, dielectric materials of high relevance to silicon device technology, are reviewed. It is established that the widely accepted Frenkel model provides a formal description of transport in trap-containing insulators, but to obtain quantitative agreement, nonphysical model parameters should be introduced. It is shown that the multiphonon ionization of traps is a good model to consistently describe charge transport in insulators with traps.

PACS numbers: 72.20.Ht, 72.20.Jv, 72.80.Sk, 73.40.Sx

DOI: 10.3367/UFN.0183.201310h.1099

Bibliography — 80 references

Received 4 March 2013

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **183** (10) 1099–1114 (2013)

*Physics – Uspekhi* **56** (10) (2013)