

Электролюминесценция ионов Er^{3+} в режиме пробоя диодной структуры $p^+-\text{Si}/n\text{-Si}:\text{Er}/n^+-\text{Si}$

© В.Б. Шмагин, Д.Ю. Ремизов, С.В. Оболенский, Д.И. Крыжков, М.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

E-mail: shm@ipm.sci-nnov.ru

Исследованы электролюминесцентные свойства диодных светоизлучающих структур типа $p^+-\text{Si}/n\text{-Si}:\text{Er}/n^+-\text{Si}$, в которых тонкий слаболегированный слой $n\text{-Si}:\text{Er}$ ($N_D \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) заключен между высоколегированными слоями кремния. Показано, что максимальная интенсивность ЭЛ ионов Er^{3+} достигается в структурах, работающих в режиме смешанного пробоя области пространственного заряда. Определена ширина „темновой“ области ($d_{\text{dark}} \sim 0.015\text{--}0.02 \mu\text{m}$), в пределах которой электроны набирают энергию, необходимую для возбуждения ионов Er^{3+} .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (№ 02-02-16773, 04-02-17120), INTAS (N 01-0194, 03-51-6486).

1. Введение

Реализация ударного механизма возбуждения ионов Er^{3+} в светоизлучающих диодных структурах $\text{Si}:\text{Er}/\text{Si}$, работающих в режиме пробоя p – n -перехода, позволила значительно подавить безызлучательную Оже-релаксацию возбужденных ионов Er^{3+} на свободных носителях и получить интенсивную электролюминесценцию (ЭЛ) в диапазоне $\lambda \sim 1.5 \mu\text{m}$ (переход ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$ в $4f$ -оболочке иона Er^{3+}) при комнатной температуре [1,2].

Ранее нами было показано, что в диодных структурах с „толстой“ базой (имеются в виду структуры типа $p^+-\text{Si}/n^+-\text{Si}:\text{Er}$, в которых толщина слоя $n^+-\text{Si}:\text{Er}$ — базы диода — превышает ширину области пространственного заряда (ОПЗ) в режиме пробоя) максимальные интенсивность и эффективность возбуждения ЭЛ ионов Er^{3+} достигаются в режиме смешанного пробоя ОПЗ; уход в области ярко выраженного туннельного или лавинного механизмов пробоя ведет к снижению интенсивности и эффективности возбуждения ЭЛ при постоянном токе накачки [3]. В данной работе исследован другой тип диодных светоизлучающих структур на основе $\text{Si}:\text{Er}$ — так называемые диодные структуры с „проколом“ базы. Это структуры типа $p^+-\text{Si}/n\text{-Si}:\text{Er}/n^+-\text{Si}$, в которых тонкий слаболегированный слой $n\text{-Si}:\text{Er}$ заключен между высоколегированными слоями кремния. В таких структурах с увеличением обратного напряжения край ОПЗ достигает границы $n\text{-Si}:\text{Er}/n^+-\text{Si}$ раньше, чем развивается электрический пробой p – n -перехода. Напряжение пробоя таких структур определяется в большей степени толщиной базы, чем концентрацией примесей [4]. Интерес к таким структурам связан с возможностью управления режимом электрического пробоя p – n -перехода посредством изменения толщины слаболегированного n -слоя, что

позволяет (через режим пробоя) влиять на ЭЛ-свойства структур.

2. Методика эксперимента

Светоизлучающие диодные структуры, исследованные в данной работе, были выращены методом сублимационной молекулярно-лучевой эпитаксии [5] на подложках $p\text{-Si}:\text{B}$ с ориентацией (100) и удельным сопротивлением $10 \Omega \cdot \text{cm}$. Концентрация свободных носителей заряда в слое $n\text{-Si}:\text{Er}$ составляла $\sim 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, толщина слоя варьировалась от 0.01 до $0.5 \mu\text{m}$, температура роста $\sim 580^\circ\text{C}$, концентрация $\text{Er} \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Концентрации носителей в слоях $p^+-\text{Si}$ и $n^+-\text{Si}$ составляли соответственно $5 \cdot 10^{18}$ и $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Светодиоды изготавливались по стандартной меза-технологии, площадь мезы $\sim 2.5 \text{ mm}^2$, 70% ее площади было свободно для выхода излучения. Отметим, что вся серия исследованных диодных структур получена в одном ростовом опыте. Методика выращивания эпитаксиальных структур, в том числе светоизлучающих структур $\text{Si}:\text{Er}/\text{Si}$, с плавным изменением по длине пластины (подложки) толщин эпитаксиальных слоев и концентрации носителей заряда в них изложена в [6].

Спектры ЭЛ регистрировались с использованием дифракционного монохроматора МДР-23 и инфракрасного фотоприемника InGaAs , охлаждаемого до температуры жидкого азота, в диапазоне $1.0\text{--}1.6 \mu\text{m}$ с разрешением 6 nm . Для возбуждения и регистрации спектров ЭЛ использовались импульсная модуляция тока накачки (длительность импульса 4 ms , частота повторения $\sim 40 \text{ Hz}$, амплитуда до 500 mA) и методика синхронного накопления сигнала. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) диодов измерялись в импульсном режиме. Напряжение пробоя U_{br} определялось экстраполяцией прямолинейного участка обратной ветви ВАХ до пересечения с осью напряжений.

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

Данные, приведенные на рис. 1, показывают, как меняется напряжение U_{br} и тип пробоя ЭЛ-диодов типа $p^+-Si/n^-Si:Er/n^+-Si$ при изменении толщины d слоя $n^-Si:Er$. Как и предполагалось, уменьшение толщины слоя $n^-Si:Er$ при постоянной концентрации носителей в слое вызывает снижение напряжений пробоя U_{br}^{77} и U_{br}^{300} . Более того, из соотношения между U_{br}^{77} и U_{br}^{300} следует, что с уменьшением толщины слоя $n^-Si:Er$ меняется механизм пробоя. Отметим, что даже при столь низкой концентрации доноров в базе диода ($N_D \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) уверенно фиксируется туннельный механизм пробоя ($U_{br}^{77} > U_{br}^{300}$) при толщине базы порядка нескольких десятков нанометров. Увеличение толщины базы диода более $0.1 \mu\text{m}$ ведет к трансформации туннельного механизма пробоя в смешанный ($U_{br}^{77} \approx U_{br}^{300}$). Последнее объясняется тем, что с ростом толщины базы повышается вероятность возникновения лавины и, следовательно, величина лавинной компоненты в токе пробоя.

В исследованной серии ЭЛ-диодов нам не удалось зафиксировать ярко выраженный лавинный характер пробоя в диодах с максимальными толщинами слоя $n^-Si:Er$ (рис. 1), если судить о характере пробоя по соотношению между величинами U_{br}^{77} и U_{br}^{300} . Вместе с тем появление сначала отдельных микроплазм, наблюдаемых в режиме пробоя светодиода на его поверхности, а затем увеличение их количества с ростом толщины слоя $n^-Si:Er$ и напряжения пробоя U_{br} в ЭЛ-диодах с механизмом пробоя, близким к смешанному, свидетель-

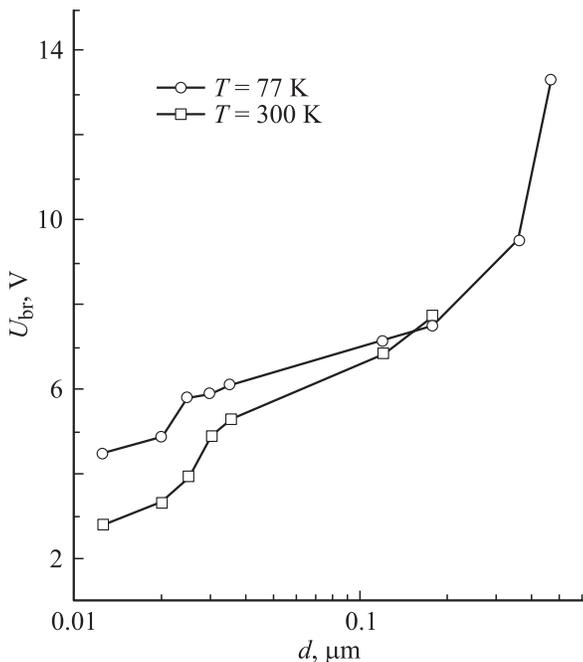


Рис. 1. Зависимость напряжений пробоя диодных структур типа $p^+-Si/n^-Si:Er/n^+-Si$ от толщины слоя $n^-Si:Er$ при температурах $T = 77$ и 300 K .

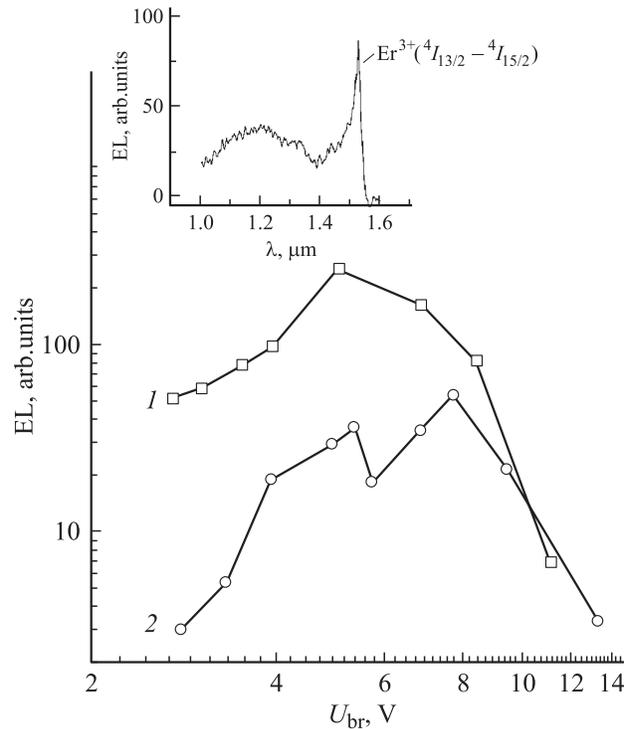


Рис. 2. Зависимость интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} от напряжения пробоя диодных структур типа $p^+-Si/n^-Si:Er$ (1) и $p^+-Si/n^-Si:Er/n^+-Si$ (2). На вставке — спектр ЭЛ диодной структуры типа $p^+-Si/n^-Si:Er/n^+-Si$ со смешанным механизмом пробоя. $T = 300 \text{ K}$. Плотность тока накачки $\sim 8 \text{ A/cm}^2$.

ствует о постепенном нарастании лавинной компоненты в токе пробоя диодов по мере увеличения толщины слоя $n^-Si:Er$.

Спектр люминесценции одного из ЭЛ-диодов со смешанным механизмом пробоя приведен на вставке к рис. 2. Спектр типичен для диодов со смешанным механизмом пробоя и представлен достаточно узкой линией эрбиевой ЭЛ (переход $4I_{13/2} \rightarrow 4I_{15/2}$ в $4f$ -оболочке иона Er^{3+}) и широкой полосой так называемой „горячей“ ЭЛ, представляющей собой излучательную релаксацию носителей, разогреваемых в электрическом поле ОПЗ. На этом же рисунке приведены зависимости интенсивности эрбиевой ЭЛ от напряжения пробоя $EL(U_{br})$ для ЭЛ-диодов типа $p^+-Si/n^-Si:Er/n^+-Si$, изученных в настоящей работе, и ЭЛ-диодов типа $p^+-Si/n^-Si:Er$, исследованных нами ранее [3]. Характер зависимости $EL(U_{br})$ для обоих типов ЭЛ-диодов одинаков. В обоих случаях при увеличении U_{br} и соответствующей трансформации механизма пробоя из туннельного в смешанный мы наблюдаем рост интенсивности ЭЛ, обусловленный увеличением эффективности возбуждения ЭЛ и возрастанием излучающего объема, определяемого произведением площади мезы на толщину ОПЗ (в структурах типа $p^+-Si/n^-Si:Er/n^+-Si$ толщина ОПЗ определяется толщиной слоя $n^-Si:Er$). В области смешанного пробоя величина $EL(U_{br})$ достигает максимума

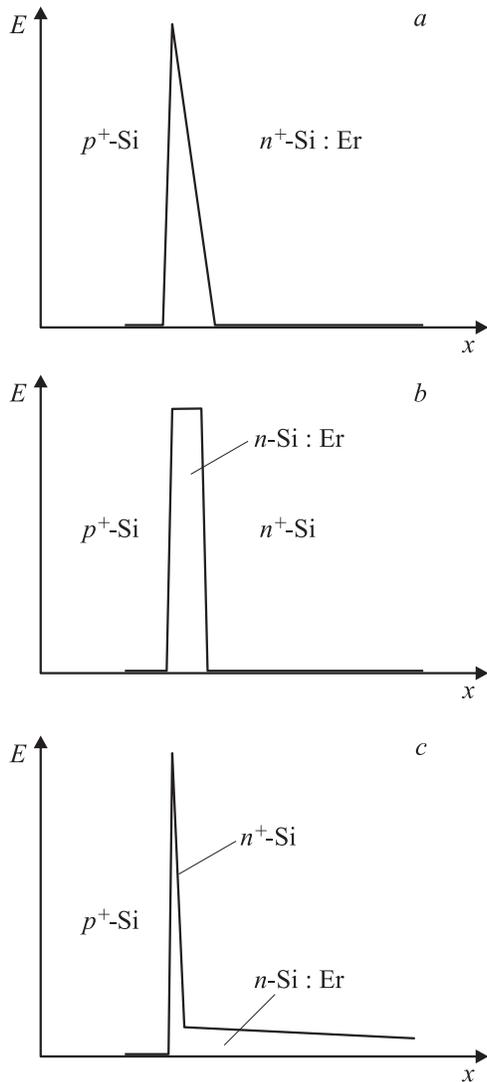


Рис. 3. Распределение электрического поля в ОПЗ диодных структур типа $p^+-Si/n^+-Si:Er$ (a), $p^+-Si/n-Si:Er/n^+-Si$ (b) и $p^+-Si/n^+-Si/n-Si:Er$ (c).

и при дальнейшем увеличении U_{br} заметно падает, что мы связываем с развитием микроплазменного пробоя.

Отметим, что структуры типа $p^+-Si/n-Si:Er/n^+-Si$ обнаруживают заметно меньшую интенсивность эрбиевой ЭЛ по сравнению со структурами типа $p^+-Si/n^+-Si:Er$. Причина этого, с нашей точки зрения, состоит в следующем. Электрон, разогреваемый в поле ОПЗ обратносмещенного диода, наиболее эффективно взаимодействует с массивом оптически активных ионов Er^{3+} в том случае, когда его энергия W удовлетворяет условию $W_{th1} < W < W_{th2}$, где $W_{th1} \approx 0.8 \text{ eV}$ — энергия возбуждения иона эрбия (переход $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ в $4f$ -оболочке Er^{3+}), $W_{th2} \sim 1.5E_G$ (E_G — ширина запрещенной зоны в кремнии) определяет начало интенсивного лавинообразования в ОПЗ $p-n$ -перехода. При $W < W_{th1}$ энергия электрона недостаточна для возбуждения иона Er^{3+} , при $W > W_{th2}$ взаимодействие

электрона с решеткой кремния становится существенно неупругим, так как электрон тратит накопленную в поле энергию на генерацию электронно-дырочных пар. Поскольку концентрация атомов кремния на пять-шесть порядков превышает концентрацию оптически активных центров, связанных с эрбием, кристаллическая решетка кремния при $W > W_{th2}$ становится эффективным стоком для горячих электронов, и эффективность возбуждения массива ионов эрбия падает.

Предварительные расчеты показывают, что поток носителей с энергией $W_{th1} < W < W_{th2}$ формируется в основном в области слабого поля, которая отсутствует в структурах типа $p^+-Si/n-Si:Er/n^+-Si$ (рис. 3), но присутствует в структурах типа $p^+-Si/n^+-Si:Er$, хотя и там она довольно узкая. Привлекательными с точки зрения повышения эффективности взаимодействия горячих носителей с массивом ионов эрбия являются так называемые туннельно-пролетные структуры типа $p^+-Si/n^+-Si/n-Si:Er$, которые допускают возможность раздельного варьирования напряженности электрического поля и протяженности областей сильного и слабого поля в широких пределах (рис. 3, c). Узкий переход p^+-Si/n^+-Si (область сильного поля) работает в режиме туннельного пробоя и играет роль инжектора горячих носителей с энергией $W_{th1} < W < W_{th2}$. Назначение области слабого поля $n-Si:Er$ состоит в возбуждении ионов эрбия и компенсации потерь энергии, связанных с рассеянием носителей на оптических фононах.

Важной характеристикой ударного механизма возбуждения ионов Er^{3+} является толщина так называемой „темновой“ области d_{dark} , в пределах которой носители, разогреваемые в поле обратносмещенного $p-n$ -перехода, набирают энергию W_{th1} . В настоящей работе величина d_{dark} определена как минимальная толщина слоя $n-Si:Er$ в структуре типа $p^+-Si/n-Si:Er/n^+-Si$, при

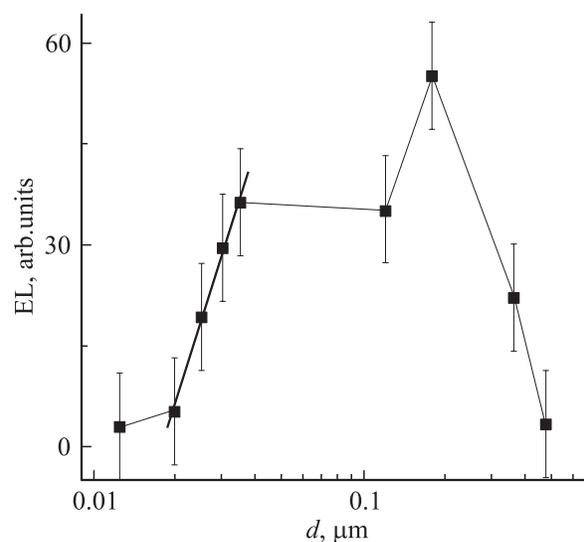


Рис. 4. Зависимость интенсивности ЭЛ ионов Er^{3+} от толщины слоя $n-Si:Er$ в структуре типа $p^+-Si/n-Si:Er/n^+-Si$. $T = 300 \text{ K}$. Плотность тока накачки $\sim 8 \text{ A/cm}^2$.

которой еще наблюдается ЭЛ ионов Er^{3+} . На рис. 4 жирной линией выделен спад интенсивности эрбиевой ЭЛ, наблюдаемый при уменьшении толщины слоя $n-Si:Er$. Экстраполяция этой зависимости к нулевому значению интенсивности эрбиевой ЭЛ позволяет оценить d_{dark} . Согласно нашим оценкам, в исследованных в настоящей работе структурах типа $p^+-Si/n-Si:Er/n^+-Si$ $d_{dark} \sim 0.015-0.02 \mu m$.

Численная оценка d_{dark} для структур исследованного типа составила $\sim 0.01 \mu m$, что достаточно хорошо согласуется с данными эксперимента. При расчетах полагалось, что носители генерируются в плоскости металлургического $p-n$ -перехода с начальной нулевой скоростью. Критическое поле в ОПЗ, при котором развивается туннельный пробой, принималось $\sim 8 \cdot 10^5 V/cm$ [7]. Учтен неупругий характер рассеяния разогреваемых носителей на акустических и оптических фононах.

Отметим, что наша оценка d_{dark} отличается от аналогичной оценки ($\sim 0.045 \mu m$), полученной в [8] для структур типа $p^+-Si/n^+-Si:Er$. Причины расхождения, с нашей точки зрения, вызваны различиями в характере распределения поля в активной области структур (рис. 3): практически постоянное поле в структурах типа $p^+-Si/n-Si:Er/n^+-Si$, изученных в настоящей работе, более эффективно разогревает носители, чем линейно падающее поле в структурах типа $p^+-Si/n^+-Si:Er$, исследованных в [8].

4. Заключение

Режим пробоя диодной структуры типа $p^+-Si/n-Si:Er/n^+-Si$ с ярко выраженным „проколом“ слаболегированной базы $n-Si:Er$ ($N_D \sim 10^{16} cm^{-3}$) определяется толщиной базы. При ее увеличении от 0.01 до $0.1 \mu m$ наблюдается трансформация туннельного механизма пробоя ($U_{br}^{77} > U_{br}^{300}$) в смешанный ($U_{br}^{77} \approx U_{br}^{300}$). Максимальная интенсивность ЭЛ ионов Er^{3+} достигается в структурах, работающих в режиме смешанного пробоя. Определена ширина „темновой“ области $d_{dark} \sim 0.015-0.02 \mu m$, в пределах которой электроны набирают энергию, необходимую для возбуждения ионов Er^{3+} .

Авторы выражают признательность В.П. Кузнецову и В.Н. Шабанову (НИФТИ ННГУ, Нижний Новгород) за полезные дискуссии и В.П. Кузнецову за изготовление серии диодных светоизлучающих структур для проведения измерений.

Список литературы

- [1] G. Franzo, F. Priolo, S. Coffa, A. Polman, A. Carnera. Appl. Phys. Lett. **64**, 17, 2235 (1994).
- [2] N.A. Sobolev, A.M. Emel'yanov, K.F. Shtel'makh. Appl. Phys. Lett. **71**, 14, 1930 (1997).

- [3] В.Б. Шмагин, Д.Ю. Дроздов, З.Ф. Красильник, В.П. Кузнецов, В.Н. Шабанов, Л.В. Красильникова, Д.И. Крыжков, М.Н. Дроздов. ФТТ **46**, 1, 110 (2004).
- [4] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. Мир, М. (1984). Ч. 1. С. 113.
- [5] В.П. Кузнецов, Р.А. Рубцова. ФТП **34**, 5, 519 (2000).
- [6] Е.Н. Морозова, В.Б. Шмагин, З.Ф. Красильник, А.В. Антонов, В.П. Кузнецов, Р.А. Рубцова. Изв. РАН. Сер. физ. **67**, 2, 283 (2003).
- [7] В.И. Гаман. Физика полупроводниковых приборов. Томск (1989).
- [8] M. Markmann, E. Neufeld, A. Sticht, K. Brunner, G. Abstreiter. Appl. Phys. Lett. **78**, 2, 210 (2001).