

а главное внести элементы исследовательской работы как при выполнении лабораторных работ, так и при написании реферата.

Эффективность подхода можно оценить, например, по количеству баллов, полученных по лабораторным работам. Например, 85% студентов получили сумму баллов превышающую сумму баллов за стандартные (по методическим указаниям) лабораторные работы, а 30% из них - в 2 раза большую. Качество рефератов высокое, зачастую они представляют собой солидные литературные обзоры включающие в себя специальную медицинскую, радиобиологическую и биофизическую литературу. Таким образом, такой подход позволяет инициировать самостоятельную работу студента, позволяет наиболее полно проявить свои знания и умения с учетом индивидуальных склонностей.

ВНУТРЕННЕЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В МОНОКРИСТАЛЛАХ A2B6 И НАПРАВЛЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СТРИМЕРНЫХ РАЗРЯДОВ.

Луценко Е.В., Яблонский Г.П..

Стримерный разряд является эффективным методом создания высоких концентраций неравновесных носителей в объеме полупроводников, возбуждения люминесценции и генерации света. Стримерные разряды исследуются на протяжении 23 лет, но ни одна из существующих гипотез не дает однозначного понимания причин кристаллографической ориентации разрядов и механизмов генерации неравновесных носителей заряда, что связано с экстремальными условиями, в которых находится кристалл при возбуждении и распространении электрических разрядов.

Нами предпринята попытка объяснения ориентационных свойств электрических разрядов в полупроводниках. Стримерный разряд возникает при подаче на кристалл большого по величине $\sim 10-7$ В/см резко неоднородного импульса электрического поля. В этих условиях нелинейность диэлектрической проницаемости приводит к возникновению анизотропии внутреннего электрического поля кристалла. Процессы формирования и развития разрядов проходят в условиях нелинейной (экспоненциальной) зависимости скорости генерации неравновесных носителей заряда от величины напряженности поля. Поэтому даже небольшая анизотропия поля приведет к резкому увеличению концентрации неравновесных носителей заряда и уменьшению времени релаксации в направлениях увеличения напряженности и, как следствие, переносу фронта поля и отрыву от электрода. Сформировавшийся разряд имеет форму иглового электрода, осевая симметрия поля которого препятствует возникновению разрядов в других направлениях.

Были проведены расчеты анизотропии напряженности поля у поверхности сферического электрода. Нормальные компоненты тензора нелинейной диэлектрической проницаемости, используемые в них, получены методом двойных плоскостей на основе теории химической связи

Харрисона и аппроксимации межатомного взаимодействия потенциалом Борна-Майера.

Показано, что в гексагональных кристаллах CdS направления разрядов при 300 К соответствуют рассчитанным значениям с хорошей точностью. Зависимость направлений разрядов от температуры и подаваемого напряжения качественно объясняется этой моделью. Такой подход позволяет объяснить и ориентационные свойства разрядов в кубических кристаллах ZnS, ZnSe малой величиной нелинейной диэлектрической проницаемости в отличие от CdTe.

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ВБЛИЗИ ПРОВОДЯЩЕЙ СФЕРЫ В НЕЛИНЕЙНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Прокопеня А. Н.

Одной из интересных особенностей электрических разрядов в полупроводниках и диэлектриках является их кристаллографическая ориентация. Однако причина этого явления до сих пор окончательно не выяснена. Одним из существенных факторов, приводящих к появлению выделенных направлений распространения электрических разрядов, может быть анизотропия диэлектрических свойств кристаллов, возникающая вследствие их нелинейной поляризации в сильных полях ($E \sim 10^9$ В/м). Представляет интерес, поэтому, исследовать структуру электрического поля вблизи сферического электрода, помещенного в анизотропную среду, диэлектрическая проницаемость которой зависит от напряженности поля.

Потенциал электрического поля φ в диэлектрической среде в отсутствие свободных зарядов определяется из уравнения:
$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\epsilon_{\alpha\beta} \frac{\partial \varphi}{\partial x_\beta}) = 0,$$

где $\epsilon_{\alpha\beta}$ - тензор диэлектрической проницаемости среды. Зависимость $\epsilon_{\alpha\beta}$ от напряженности электрического поля можно представить в виде:

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \epsilon_{\alpha\beta}^{(0)} + 2 \cdot d_{\alpha\beta\gamma} E_\gamma,$$

где $d_{\alpha\beta\gamma}$ - нелинейная диэлектрическая восприимчивость.

Таким образом, уравнение для потенциала электрического поля имеет вид:

$$\epsilon_{\alpha\beta}^{(0)} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} - 4 d_{\alpha\beta\gamma} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} \right) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_\gamma} \right) = 0. \quad (1)$$

Это уравнение является нелинейным и, в общем случае, точно не решается. Так как нелинейная диэлектрическая восприимчивость в полупроводниках, в которых наблюдались электрические разряды, обычно