

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

порядка 10^{-11} м/В, то для определения φ можно использовать теорию возмущений: $\varphi = \varphi^{(0)} + \varphi^{(1)}$, где $\varphi^{(0)}$ - часть потенциала, удовлетворяющая уравнению $\epsilon_{\alpha\beta}^{(0)} \cdot \frac{\partial^2 \varphi^{(0)}}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} = 0$, а все нелинейные эффекты учитываются потенциалом $\varphi^{(1)}$. Указанным методом в данной работе найдено решение уравнения (1) для гексагональных полупроводников и получено выражение для напряженности электрического поля вблизи сферического электрода.

ОСЦИЛЛЯЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ СТРИМЕРНЫХ РАЗРЯДОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛАХ

Прокопена А.Н., Русаков К.И.

Под электрическим разрядом в среде понимают процесс протекания в ней электрического тока при приложении достаточно сильного электрического поля, способного вызвать появление неравновесных носителей тока.

Распространение электрического разряда описывается системой уравнений, состоящей из уравнения Пуассона и уравнений непрерывности для электронов и дырок. Так как эти уравнения являются нелинейными и неоднородными, получить аналитическое решение системы не представляется возможным. Поэтому для исследования процесса распространения электрического разряда в полупроводнике в данной работе использовано компьютерное моделирование. В рассматриваемой модели разряда предполагается, что в однородном и изотропном полупроводнике находится сферический электрод, на который подается возбуждающий трапециевидный импульс напряжения. При этом в качестве механизма генерации электронно-дырочных пар рассматривается туннельный эффект.

Численное решение соответствующей системы уравнений производилось для полупроводника CdS при различных значениях амплитуды и времени нарастания напряжения, подаваемого на сферический электрод. В каждом случае получено распределение потенциала и напряженности электрического поля в полупроводнике в различные моменты времени, а также исследовано пространственное распределение электронов и дырок. Полученные результаты показывают, что по мере нарастания потенциала вблизи электрода образуется область сильного электрического поля, которая затем перемещается от электрода со скоростью $\sim 10^9$ м/с. Однако, по мере удаления этой области сильного поля от электрода, вблизи электрода опять образуется область сильного поля и процесс повторяется. Таким образом, в полупроводнике возникают осцилляции