

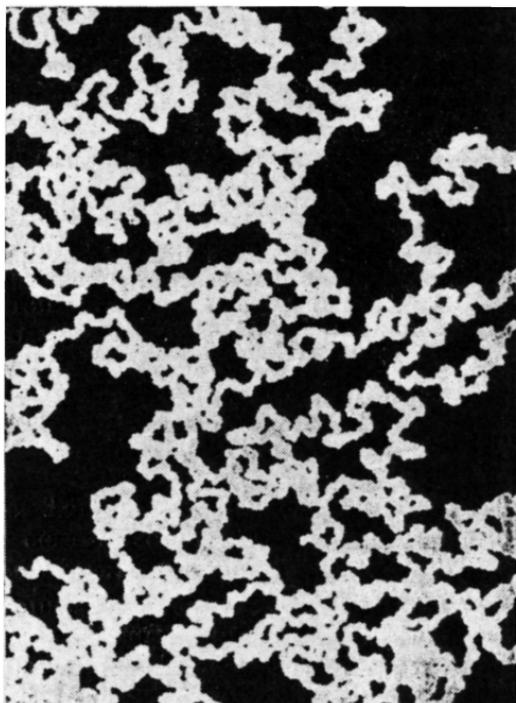
ОБРАЗОВАНИЕ НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ СЕТКИ ВЫСОКООМНЫХ КАНАЛОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ CdSe : Zn

В. Д. Проничкин, О. И. Герасимов, А. В. Игнатов

В полупроводниковых пленках CdSe : Zn обнаружены движущиеся ярко светящиеся «точки», генерируемые на катоде в электрическом поле средней напряженностью $5 \cdot 10^4$ — $1 \cdot 10^5$ В/м. Излучающие точки перемещаются к аноду со скоростью 1 — $5 \cdot 10^{-3}$ м/с по траекториям, напоминающим траектории случайно движущихся частиц. Явление сопровождается испарением вещества пленки вдоль направления движения точек, что приводит к образованию на подложке неупорядоченной сетки из оптически прозрачных и высокоомных каналов-треков (см. рисунок). Целью настоящей работы является исследование топологии каналов, высвеченных движущимися точками в полупроводниковых пленках CdSe : Zn.

Экспериментальная установка для синтеза CdSe : Zn в электрическом поле создана на основе вакуумного агрегата ВА-54. Слои осаждали путем соиспарения соединений CdSe и ZnSe в квазизамкнутом объеме по методике, используемой в работах [1-3]. Генерация и дрейф точек происходят во время вакуумной конденсации пленок в электрическом поле при температуре 500 К на подложках из стекла, снабженных графитовыми электродами. Расстояние между электродами не превышало $1.5 \cdot 10^{-2}$ м, а ширина образцов варьировалась в диапазоне $5 \cdot 10^{-3}$ — $2 \cdot 10^{-2}$ м. Обычно у катода рождается одна светящаяся точка, которая в течение 10—40 с дрейфует в электрическом поле вдоль поверхности слоя CdSe : Zn, исчезая в области, прилегающей к аноду. Затем у катода генерируется новая точка и процесс повторяется. В пленках CdSe : Zn, выращенных на механически шлифованных стеклянных подложках, геометрическая форма трека становится более неупорядоченной, что обусловлено изменением микрорельефа поверхности подложки.

Топология трека, высвеченного бегущей точкой, подобна наблюдаемой при перколяционных переходах [4-6]. Это позволяет предположить, что существенной чертой наблюдаемого процесса является переход в фазу протекания. Описанное явление может быть интерпретировано с помощью представлений о фрактальной симметрии «бесконечного кластера» в теории перколяции [6, 7]. В соответствии с основной идеей [6, 7] положим, что масса вещества M , испаренного в ходе миграции светящейся точки в канале пробоя в пределах фрактального кластера, изменяется по степенному закону $M(L) \sim L^D$, где D — так называемая фрактальная



Неупорядоченная сетка из оптически прозрачных треков в пленке CdSe : Zn, выращенной в электрическом поле. $\times 10$.

размерности; L — размер стороны квадрата, в пределах которого определяется масса испаренного вещества. Увеличивая сторону исследуемого квадрата в n раз (где n — целое число), находим, что $\bar{M}_{(L)}/M_{(nL)} = (1/n)^D$, откуда окончательно следует $D = \ln[M_{(L)}/M_{(nL)}]/\ln[1/n]$.

Методом масштабных сеток было найдено, что в рассматриваемом случае $D=1.9$. Этот результат находится в соответствии с данными работ по исследованию фрактальных структур в тонких пленках металла, непористых вблизи порога перколяции [5-8].

Вышеуказанное позволяет предположить, что высвеченная форма трека воспроизводит рельеф канала перколяционного пробоя в тонкопленочной структуре и удовлетворяет законам статического скейлинга, т. е. является фракталью.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Калинин И. П., Алесковский В. Б., Симашкевич А. В. Эпитаксиальные пленки соединений А^{IV}В^{VI}. Л.: Изд-во ЛГУ, 1978. С. 314.
- [2] Бубнов Ю. З., Лурье М. С., Старос Ф. Г., Филаретов Г. А. Вакуумное нанесение пленок в квазизамкнутом объеме. М.: Сов. радио, 1975. 160 с.
- [3] Проничкин В. Д., Полищук В. Е., Игнатов А. В. // Поверхность. 1987. № 1. С. 142—144.
- [4] Кирпатрик С. // Сб. «Новости физики твердого тела»: Пер. с англ. М.: Мир, 1977. С. 249—292.
- [5] Voss R. F., Laibowitz R. S., Allesandrini E. I. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. N 19. P. 1441—1444.
- [6] Фракталы в физике / Под ред. П. Пьетронеро и Тоссатти. М.: Мир, 1988. С. 670.
- [7] Mandelbrot B. B. Fractal, form chance and dimension (Freeman, San Francisco, 1970), and the fractal geometry of nature (Freeman, San Francisco, 1982).
- [8] Scaling phenomena in disordered systems / Ed. R. Pynn, A. Skjeltorp. N. Y., Plenum Press, 1985.

Одесский государственный университет
им. И. И. Мечникова
Одесса

Поступило в Редакцию
20 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
6 апреля 1989 г.

УДК 548.162 : 539.16.04

Физика твердого тела, том 31 в. 12, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 12, 1989

АВТОЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ЭКСИТОНЫ В КРИСТАЛЛАХ CsI и CsI—Na

Л. Е. Нагли, М. Н. Карклина

В [1, 2] на примере кристаллов KCl, KBr, активированных ионами Tl⁺, In⁺, Pb²⁺, показано, что введение активатора в ЩГК приводит к преимущественной локализации дырок в окрестности активатора. В этих работах была использована методика сравнения эффективности образования F -центров окраски в чистых и активированных кристаллах под действием ионизирующей радиации (рентгеновское излучение, импульсы электронов). Кристаллы CsI характеризуются высоким выходом собственного свечения и малой эффективностью создания F -центров. Поэтому для этих кристаллов был использован люминесцентный метод выявления влияния примеси на локализацию электронных возбуждений в кристалле.

Исследовались кристаллы CsI высокой чистоты и CsI—Na с концентрацией активатора $3 \cdot 10^{18}$ и $3 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Эксперименты проводились в области температур 4.2—15 К, когда легко регистрируются синглетное и триплетное свечения собственных автолокализованных экситонов (АЛЭ). Для создания электронно-дырочных пар было использовано двухфотонное возбуждение кристаллов импульсами излучения Krf лазера с параметрами: $2 h\nu_0 = 9.96$ эВ, $\tau = 5$ нс, $E = 10^{-2}$ Дж, сфокусированное на кристалл, так что максимальная плотность мощности возбуждения составляла