КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О СВЯЗИ МЕЖДУ ПОРОГАМИ ПРОТЕКАНИЯ В ТЕОРИИ ПРОТЕКАНИЯ

Кязым-заде А. Г.

Решеточные задачи теории протекания в настоящее время широко применяются для решения ряда вопросов физики полупроводников. Поэтому установление закономерностей, описывающих величины порогов протекания в решеточных задачах, представляет определенный интерес.

Известно, что величина порогов протекания в решеточных задачах теории протекания сильно зависит от характера задачи и типа решетки [1]. Для задачи связей существует приближенное эмпирическое правило [1-3]. по которому порог протекания x_c (b) выражается через простые характеристики решеток — размерность d и число ближайших соседей z:

$$B_c = zx_c(s) = \frac{d}{d-1}, \tag{1}$$

где $B=zx$ — среднее число узлов, связанных с данным узлом решетки, а B_c есть пороговое значение B. Хотя соотношение (1) строго не доказано, оно выполняется с точностью до нескольких процентов для плоских и объемных решеток.

Можно легко убедиться в том, что произведение zx_c (s) не имеет никакого особого смысла и не является даже приближенным инвариантом для задачи узлов. Однако в этом случае существует другой приближенный инвариант, замеченный Шером и Залленом [4]:

$$fx_c(s) = \begin{cases} 0.45 \pm 0.02 & \text{при } d=2, \\ 0.16 \pm 0.01 & \text{при } d=3, \end{cases} \tag{2}$$

где x_c (s) — порог протекания в задаче узлов, f — плотность упаковки данной решетки. Далее мы покажем, что этот инвариант также может быть выражен через размерности решеток, что позволяет найти связь между значениями x_c (s) и x_c (b).

Рассмотрим смесь твердых проводящих и непроводящих шаров с одинаковым радиусом r. Допустим, что эти шары заполняют сосуд единичного объема и, соприкасаясь друг с другом, образуют упорядоченную, например, простую кубическую структуру. Естественно, что при достаточно большой концентрации всех шаров N протекание по проводящим шарам будет иметь место в том случае, когда доля этих шаров $x \geqslant x_c$ $(s)=N_c/N$, где N_c — концентрация проводящих шаров на пороге протекания. Поскольку произведение $4\pi r^3 N/3$ есть не что иное, как плотность упаковки, f, ясно, что

$$fx_c(s) = 4\pi/3r^3N_c, \tag{3}$$

т. е. произведение $fx_c(s)$ указывает на долю объема, занимаемого проводящими шарами на пороге протекания. Аналогично можно показать, что для плоских решеток

$$fx_c(s) = \pi r^2 N'_c, \tag{4}$$

где N'_c — поверхностная плотность проводящих дисков на пороге протекания. Не нарушая общности, можно считать, что в более общем виде инвариант Шера и Заллена

$$fx_c(s) = \frac{\pi^{d\,2}}{\Gamma\left(\frac{d}{2}+1\right)} r^d N_{cd}, \tag{5}$$

где $V = \pi^{d/2} r^d \Big/ F\left(\frac{d}{2}+1\right)$ — объем d-мерной сферы, N_{cd} — концентрация проводящих «шаров» на пороге протекания в d-мерном пространстве.

Можно легко убедиться в том, что этот инвариант может быть выражен через размерности решеток эмпирическим соотношением

$$fx_c(s) = \frac{\pi^{d/2}}{\Gamma\left(\frac{d}{2}+1\right)(d^3-1)} = \begin{cases} 0.449 \text{ при } d=2, \\ 0.161 \text{ при } d=3. \end{cases} \tag{6}$$

Действительно, сравнение (6) с (2) показывает, что (6) достаточно хорошо выполняется по крайней мере для плоских и объемных решеток. Отметим также, что в этих случаях (6) может быть заменено более простым соотношением

$$fx_c(s) = 2\pi \frac{d-1}{d} \frac{1}{(d^3-1)} = \frac{2\pi}{d(1+d+d^2)}. \tag{7}$$

Следует отметить, что истинный смысл как соотношений (6) или (7), так и (1) в настоящее время нам не понятен. Однако удовлетворительное выполнение

Решетка	z	f	$x_c(b)$	$x_c(s)$	$zx_c(b)$	$fx_c(s)$	$x_c(s)x_c(b)$	$\frac{2\pi}{fz(d^3-1)}$
Квадратная	4	0.7854	0.500	0.590	2.000	0.463	0.295	0.285
Треугольная	6	0.9069	0.347	0.500	2.082	0.453	0.173	0.165
Шестиугольная	3	0.6046	0.652	0.696	1.956	0.421	0.454	0.495
ПК	6	0.5236	0.250	0.315	1.500	0.165	0.078	0.077
ГЦК	12	0.7405	0.121	0.200	1.452	0.148	0.024	0.027
ОЦК	8	0.6802	0.178	0.250	1.424	0.170	0.044	0.044
Алмаза	4	0.3401	0.390	0.430	1.560	0.146	0.168	0.177

этих соотношений свидетельствует о глубокой связи теории протекания с каким-то свойством пространства и, по-видимому, они могут быть стимулом для установления этой связи.

В заключение отметим, что на основе (1) и (7) можно получить соотношение

$$x_c(s)\, x_c(b) = \frac{2\pi}{fz(d^3-1)}, \tag{8}$$

которое устанавливает связь между значениями порогов протекания задачи узлов и задачи связей. Используя значения $x_c(s)$ и $x_c(b)$, можно убедиться в том, что соотношение (8) действительно выполняется с точностью до нескольких процентов для различных решеток, и погрешности, рассчитанные по формуле (8), во всяком случае не превышают погрешности, рассчитанные по формуле (1). Это более отчетливо видно из таблицы, где в качестве $x_c(s)$ и $x_c(b)$ были использованы значения, усредненные по данным [1].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. 416 с.
[2] Domb C., Sykes M. F. // Phys. Rev. 1961. V. 122. N 1. P. 77—78.
[3] Ziman J. M. // J. Phys. C. 1968. V. 1. N 6. P. 1532—1538.
[4] Scher H., Zallen R. // J. Chem. Phys. 1970. V. 53. N 9. P. 3759—3761.

Бакинский государственный университет
им. М. Д. Расул-заде

Получено 12.05.1991
Принято к печати 18.07.1991

ФТП, том 26, вып. 1, 1992

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ n-$Cd_xHg_{1-x}Te$ В МИКРОВОЛНОВОМ ПОЛЕ

Зуев В. В., Клышевич А. И., Стяпонавичюс А. А., Яковлев М. П.

Одним из полупроводниковых материалов, который может быть использован для создания приемников инфракрасного излучения, является узкощелевой $Cd_xHg_{1-x}Te$. За последние годы накоплена обширная информация о механизмах рекомбинации неравновесных носителей заряда (ННЗ) в данном полупроводнике [1, 2].

Основными методами исследования времени жизни ННЗ являются метод стационарной фотопроводимости и метод релаксации фотопроводимости. Однако время релаксации фотопроводимости часто не совпадает с временем жизни ННЗ, что связано с наличием переходных процессов на контактах и применением тянущего электрического поля [1-3]. Более того, создание контактов зачастую может приводить к изменению электрофизических свойств полупроводника. В работе [4] было проведено измерение времени релаксации фотопроводимости в $Cd_xHg_{1-x}Te$ при температуре жидкого азота при помощи «бесконтактного» метода, основанного на изменении поглощения мощности микроволнового поля при создании неравновесных носителей заряда. В отличие от [4] в данной работе показана возможность исследования процессов релаксации фотопроводимости в n-$Cd_xHg_{1-x}Te$ в диапазоне температур 77÷200 K бесконтактным методом микроволнового поля. Полученные результаты по релаксации фотопроводимости хорошо объясняются оже-рекомбинацией ННЗ.

1. Экспериментальная установка, используемая для проведения исследований, была аналогична той, что приведена в [5]. Но в отличие от этой работы в нашем случае можно было проводить температурные исследования. Физические аспекты метода, использующего микроволновое поле, изложены в [6].

Мощность микроволнового поля составляла 10 мВт, частота — 10 ГГц. Генерация неравновесных носителей заряда осуществлялась импульсами Nd : YAG-лазера мощностью 1 мВт, частота следования импульсов составляла 10 Гц, длина волны излучения — 1.06 мкм. Накопление и обработка экспериментальных результатов проводились с помощью ЭВМ. Статистическая достоверность достигалась использованием большого числа разбиений кривой сигнала (частота тактирования 40 МГц) и усреднением в каждой точке по ста измерениям.

Для проведения исследований в нашем распоряжении имелись образцы n-$Cd_xHg_{1-x}Te$ (x=0.21) со следующими параметрами при температуре 77 K: $\mu_n \approx 2.6 \cdot 10^5$ см^2/В·с, $n_0 \approx (1 \div 1.5) \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$ в зависимости от легирования In. Образцы были неправильной формы с наибольшим размером $\sim$0.7 см.