

Отметим, что предлагаемый механизм позволяет качественно и количественно объяснить известные экспериментальные результаты по влиянию локального давления сферическим индентором на характеристики германиевых p^+-n (или n^+-p)-переходов и диодов Шоттки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Меликян Э. Г., Бабаян Г. Г. ФТП, 3, 293 (1969).
2. Меликян Э. Г., Бабаян Г. Г. Инф. листок Арм.НИИНТИ, 127 (1968).
3. Полякова А. Л. Акустический журнал, 18, 1 (1972).
4. Полякова А. Л. Деформация полупроводников и полупроводниковых приборов. Изд. Энергия, М., 1979.
5. Kanda I. Japan J. Appl. Phys., 6, 475 (1967).
6. Fonash S. State Electronics, 16, 253 (1973).
7. Меликян Э. Г., Арутюнян Ф. М., Акопян М. Г. ФТП, 7, 1855 (1973).
8. Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. Изд. Мир, М., 1964.

ԼՈՎԱԼ ԴԵՖՈՐՄԱՑՎԱԾ ԳԵՐՄԱՆԻՈՒՄԱՅԻՆ ՈՉ ԽՈՐԸ p - n -ԱՆՑՈՒՄՆԵՐՈՒՄ ԵՎ ՇՈՏՏԿԻ-Ի ԴԻՌԴԵՐՈՒՄ N -ՏԻՊԻ ԲԱՅԱՍԱԿԱՆ ԴԻՖԵՐԵՆՑԻԱԼ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ԱՌԱՋԱՅՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԸ

Մ. Գ. ՀԱԿՈՐՅԱՆ

Աշխատանքը նվիրված է գերմանիումային p - n -անցումների և Շոտտկի-ի դիոդների վոլտ-ամպերային բնութագրերի տեսական հաշվարկին տեղային (լոկալ) ճնշման դեպքում: Տրված է գնդային ինդենտորով լոկալ ճնշման ազդեցության տակ գերմանիումային ոչ խորը p - n -անցումների և Շոտտկի-ի դիոդների հագեցման հոսանքների մեծացման, նրանց վոլտ-ամպերային բնութագրերի ուղիղ և հակառակ ճյուղերի վրա N -տիպի բացասական դիֆերենցիալ: Հաղորդականության տիրույթի առաջացման բացատրությունը:

THE MECHANISM OF RISE OF N -TYPE NEGATIVE DIFFERENTIAL CONDUCTIVITY IN LOCALLY DEFORMED GERMANIUM SHALLOW p - n JUNCTIONS AND SCHOTTKY DIODES

M. G. HAKOPYAN

The static current-voltage characteristics of germanium shallow p - n junctions and Schottky diodes were calculated for the case of local pressure exerted by a spherical indenter on crystallographic planes (111) and (001). The mechanism of the rise of N -type negative differential resistance in the forward- and inverse-biased locally deformed germanium shallow p - n junctions and Schottky diodes is theoretically interpreted.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 4, 209—214 (1987).

УДК 621.371.32

Օ ՐԱԴԻՈԳՈԼՈԳՐԱՓԻԿԵՍԿՈՄ ՄԵԹՈԸ ԱՏԹԵՏԱԿԻԻ ԱՆՏԵՆՆԻՔ ՍՈԼԻԳՈՆՈՎ

Յ. Ժ. ԴԱԶԱՅԱՆ, Վ. Գ. ՓԱՆՇԵՆԿՈ, Յ. Տ. ԿԱԳՈՐՅԱՆ

Всесоюзный научно-исследовательский институт
радиофизических измерений
(Поступила в редакцию 6 июня 1986 г.)

Предлагается метод определения уровней и направлений распространения плоских волн, рассеянных (отраженных) от поверхности антенного

полигона. Показано, что измерение амплитудно-фазового распределения поля на ограниченном участке плоскости в области установки испытуемой антенны и последующее восстановление спектра исходных плоских волн позволяет получить достоверные данные о рассеивающих (отражающих) свойствах полигона и учесть их при испытаниях антенн. Приведены основные соотношения, позволяющие рассчитать параметры планируемого эксперимента.

В антенных измерениях, проводимых на антенных полигонах, точности измерений в значительной мере определяются характеристиками полей (уровнями, направлениями и поляризацией), отраженных и рассеянных рельефом полигона. Аттестация антенного полигона сводится к определению указанных характеристик отраженных сигналов, т. е. к решению задачи о рассеянии электромагнитных волн неровной шероховатой поверхностью земли. Решению указанной задачи посвящен ряд работ (см., например, [1—3]), в которых изложены приближенные расчетные методы аппроксимации и моделирования, обладающие рядом недостатков из-за невозможности учета всего многообразия факторов, влияющих на полученные оценки.

Суть предлагаемого метода заключается в анализе интерференционной картины между прямой и отраженной от поверхности полигона или от стенок безэховой камеры волнами и получения сведений о параметрах плоских волн, падающих на приемную антенну. Метод предполагает измерения амплитудно-фазовых распределений и его можно назвать амплифазометрическим или радиоголографическим [4].

1. Анализ метода. Не ограничивая общности рассуждений, для простоты рассмотрим одномерный случай. Пусть вдоль оси Z (рис. 1) точечным источником, расположенным в точке A над отражающей поверхностью, создано интерференционное поле $a(x)$, соответствующее трем плоским волнам (т. е. r_0, r_2, r_4 — достаточно большие), волновые векторы которых направлены вдоль r_0, r_2, r_4 . Амплитуды этих волн равны фурье-образу $A(\xi)$ от $a(x)$:

$$A(\xi) = \int_{-\infty}^{\infty} a(x) \exp[-2\pi i \xi x] dx. \quad (1)$$

Ограничение интервала измерения вдоль оси X значениями $-x_M/2, x_M/2$ приводит к соотношению

$$A(\xi) = \int_{-x_M/2}^{x_M/2} a(x) \exp[-2\pi i \xi x] dx, \quad (2)$$

где $a(x) \equiv 0$ при $x < -x_M/2$ и $x > x_M/2$. И если выражение (1) при $a(x) = a_0 = \text{const}$ приводит к δ -функции, то выражение (2) переходит в функцию $\Lambda_{1/2} = 2a_0 (\sin \pi \xi x_M) / \pi \xi x_M$, имеющую ширину основного лепестка по уровню 0,707, равную $0,88 \lambda / x_M$. Таким образом, ограниче-

ние зоны измерения приводит к уширению линий (лучей), соответствующих отраженным плоским волнам, и появлению ложных (побочных) максимумов.

В нашем случае фурье-образ $A(\xi)$ представляет собой суперпозицию трех функций $\Lambda_{1/2}$, главные максимумы которых расположены при $\xi_0 = 0$, $\xi_1 = \cos \alpha_1/\lambda$ и $\xi_2 = \cos \alpha_2/\lambda$. Полагая, что уверенное разрешение двух соседних главных максимумов соответствует угловому расстоянию между ними, большему ширины основного лепестка функции $\Lambda_{1/2}$ по уровню 0,707, получаем условие для выбора требуемых размеров области измерения:

$$x_M \geq 0,88 \lambda / |\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2|. \quad (3)$$

Когда разность углов $\alpha_2 - \alpha_1$ мала, требуемый размер области измерений существенно увеличивается, что влечет за собой ужесточение требования к когерентности источника колебаний [4, 5]. Требование к длине l когерентности для полигона, изображенного на рис. 1, может быть записано в виде

$$l > r_1 + r_2 - r_0 + x_M. \quad (4)$$

Условие (4) накладывает ограничение на величину области сканирования (x_M). При наличии достаточно сложной картины отражений возникает проблема разделения фурье-образов полей из-за конечных ширин лучей и из-за наличия ложных (побочных) максимумов. Вопрос фильтрации ложных максимумов, возникающих из-за усечения измеряемого распределения поля, может быть решен, исходя из характера их возникновения. Наибольшую амплитуду в (2) (~ -13 дБ относительно основного максимума) имеют побочные максимумы, соответствующие прямой плоской волне. Имея достаточно полную априорную информацию об этой волне, легко построить соответствующую ей функцию-изображение и вычесть ее голограмму. Другой способ подавления лепестковой структуры состоит в экспоненциальном занулении значений поля за пределами сектора измерения путем его незначительного искусственного увеличения.

Выбирая достаточно большую зону измерения и производя фильтрацию ложных максимумов, можно определить уровни и направления основных плоских волн, отраженных поверхностью полигона. И несмотря на то, что суммарная падающая на антенну волна не обязательно является плоской, изложенный алгоритм позволяет определить и учесть ее влияние на результаты измерения параметров испытуемой антенны, определяемых как отклик последней на набор плоских волн.

Двумерный случай реальной антенны, очевидно, может быть рассмотрен совершенно аналогично. Задача в этом случае сводится к двумерному преобразованию Фурье в плоскости ХУ.

2. Математическое моделирование и эксперимент. Проверка метода производилась путем математического моделирования интерференционной картины поля на оси Х плоскости ХУ с последующим восстановлением исходных плоских волн. Модель строилась для горизонтальной поляризации волн и двумерного профиля полигона, что свело задачу к одномерной. Амплитудно-фазовые распределения поля рассчитывались для геометрии

полигона, изображенного на рис. 1, с одним отражающим участком, соответствующим значению $\cos \alpha_1 = 0,21$. Расстояние было выбрано достаточно большим ($r_0 = 4 \cdot 10^3 \lambda$), что позволило считать отражения плоскими и пользоваться формулами Френеля.

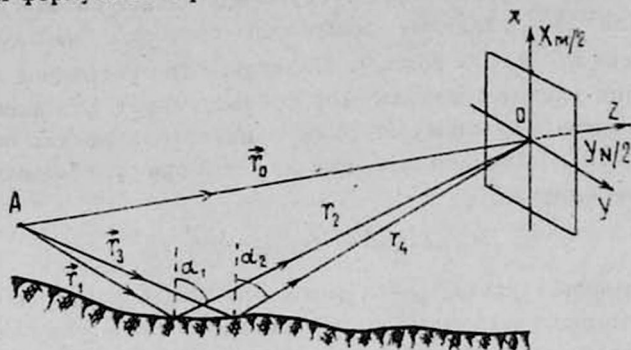


Рис. 1.

Восстановление исходных плоских волн производилось с дискретом $\lambda/2$ для нескольких размеров зоны измерений $x_M = M\lambda/2 : M = 20, 80, 240$ (кривые 2, 3, 4 на рис. 2). Линии 1 соответствуют исходным плоским волнам: прямой (с уровнем 1,0) и отраженной (с уровнем 0,71). Как видно на рис. 2, процесс «усечения», т. е. выбор $x_M < \infty$, приводит к уширению линий 1, однако относительные уровни максимумов и их положения определяются с достаточно высокой точностью. Так, при $M = 20$ погрешность определения уровня составляет 3,3%. Увеличение M до 80 приводит к умень-

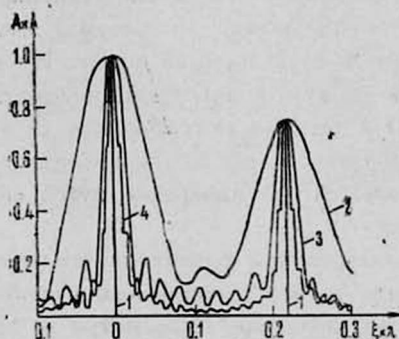


Рис. 2.

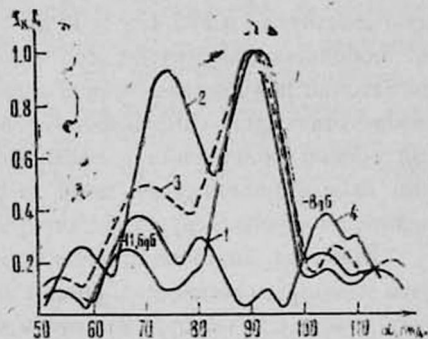


Рис. 3.

шению указанной погрешности до 1%. При $M = 240$ ошибка восстановления уровня несколько увеличивается ($\sim 3\%$) из-за эффекта конечного расстояния для области сканирования $x_M = 120 \lambda$. Ошибки определения положений максимумов для всех значений x_M пренебрежимо малы.

Достоверность и работоспособность предложенного метода проверялись также постановкой простого эксперимента. В небольшой безэховой камере, где эффективность поглощающего материала (типа «бамбук») мала, на длине волны 30 см измерялись амплитудно-фазовые распределения поля по вертикальной оси X плоскости XU . Расстояние r_0 между излучателем (полуволновый вибратор) и плоскостью измерения составляло $18,5 \lambda$, а размер $x_M = 4,7 \lambda$. Распределения поля измерялись прибором

ФК2-12 с шагом 0,42 л. Восстановленные плоские волны приведены на рис. 3 (кривая 1), где отчетливо можно различить лишь прямую и отраженную от пола ($\sim -11,6$ дБ) волны. Положения главных максимумов хорошо согласуются с геометрией эксперимента. Как было отмечено выше, разрешающую способность полученной картины можно повысить вычитанием из нее функции $\Lambda_{1/2}$, соответствующей прямой волне. Изображение, полученное после такой «фильтрации», приведен на рис. 3 (кривая 4). Здесь кроме упоминавшегося отражения от пола четко виден сигнал, отраженный от потолка (~ -8 дБ).

Металлизация пола камеры дает существенное увеличение отраженного сигнала (кривая 2 на рис. 3). Уменьшение размеров металлизированного участка до 2λ приводит к соответствующему уменьшению отраженного сигнала (кривая 3 на рис. 3). Наблюдаемый эффект может быть использован для оценки эффективной поверхности отражающих участков, меньших первой зоны Френеля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фейнберг Е. А. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. Изд. АН СССР, М., 1961.
2. Черный Ф. Б. Распространение радиоволн. Изд. Советское радио, М., 1972.
3. Газазян Э. Д., Тагворян Э. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 150 (1986).
4. Кольер Р., Беркхарт К., Лин А. Оптическая голография. Изд. Мир, М., 1973.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. Изд. Наука, М., 1973.

ԱՆՏԵՆԱՅԻՆ ՓՈՐՁԱԴԱՇՏՆԵՐԻ ՈՐԱԿԱՎՈՐՄԱՆ ՀՈՂՈԳՐԱՖԻԱԿ ԵՂԱՆԱԿԻ ՄԱՍԻՆ

Է. Դ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Վ. Գ. ՊԱՆՉԵՆԿՈ, Է. Ս. ԹԱԳՎՈՐՅԱՆ

Առաջարկվում է անտենային փորձադաշտերի մակերևութից ցրված (անդրադարձած) հարթ ալիքների ամպլիտուդների և տարածման ուղղությունների որոշման եղանակ: Ցույց է տրված, որ փորձարկվող անտենային տիրույթում ընտրված սահմանափակ հարթ մակերևութի վրա կառավարված դաշտի ամպլիտուդների և փուլային բաշխվածության շափումները և ապա համապատասխան հարթ ալիքների սպեկտրի վերծանումը հնարավորություն է տալիս ստանալ համառոտի տվյալներ փորձադաշտի ցրող (անդրադարձող) հատկությունների վերաբերյալ: Առաջարկվող եղանակի վերլուծությունը կառավարված է մոդելային հաշվարկների և փորձնական տվյալների հիման վրա: Բերվում են պլանավորվող փորձի համար անհրաժեշտ հիմնական առնչությունները:

ON THE RADIOHOLOGRAPHIC METHOD FOR ANTENNA RANGE DEFINITION

E. D. GAZAZYAN, V. G. PANCHENKO, E. S. TAGVORYAN

A method is proposed for the determination of levels and directions of propagation of a plane wave scattered at an antenna range using the technique of radioholographic analysis. It is shown that the measurement of amplitude-phase distri-

bution of the field over some limited zone of the plane in the antenna range area, and the subsequent reconstruction of the spectrum of initial plane waves allows one to obtain reliable data on the scattering (reflective) properties of the range and to utilize it in antenna tests. Main relationships for the calculation of parameters of the planned experiment are given.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 4, 214—217 (1987)

УДК 539.12.17

О СВЯЗИ МЕЖДУ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССОЙ МИШЕНИ И КРИТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИЕЙ ВЫХОДА НА РЕЖИМ ПРЕДЕЛЬНОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР

К. Ш. ЕГИЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 1 июня 1986 г.)

Показана связь между критической энергией, при которой наступает режим предельной фрагментации, и массой эффективной мишени. Применение этой связи показывает, что в процессе рождения кумулятивных протонов на ядрах масса эффективной мишени больше или порядка двух масс нуклонов.

Согласно гипотезе предельной фрагментации (ГПФ) [1] выход инклюзивного рождения частицы c в реакции

$$a + b \rightarrow c + X \quad (1)$$

становится не зависящим от первичной энергии при $s \rightarrow \infty$ и $p_{c\parallel} = \text{const}$, где s — полная инвариантная энергия. В случае столкновения элементарных частиц (a и b), как известно [2], ГПФ наступает уже при критической энергии $E_k^a \simeq 10\text{--}20$ ГэВ. Возникает вопрос: меняется ли критическая энергия, когда фрагментирует не элементарная частица, а более сложное образование, как, например, ядро или часть ядра как целое? Такие процессы в настоящее время интенсивно изучаются. Хорошим примером может служить процесс рождения кумулятивных частиц, являющихся, по всей вероятности, фрагментами ядерных многонуклонных образований.

Ответ на поставленный вопрос можно получить, используя гипотезу [2] корреляционной длины (ГКД), согласно которой если в реакции типа (1) разница быстрот двух частиц значительно превышает некоторую корреляционную длину L в пространстве быстрот, то между этими частицами нет корреляции, т. е. рождение одной частицы не зависит от параметров другой. В частности, выход частицы c в реакции (1) не должен зависеть от параметров падающей частицы a , если $|y_a - y_c| \gg L$, и от параметров эффективных мишеней, если $y_c \gg L$ (в системе покоя мишени $y_b = 0$).