

справедливые при любых значениях βu_s . Эти оценки показывают, что у солитона большой амплитуды ($\beta u_s > 1$) электрическая составляющая E_e энергии преобладает над магнитной — E_m .

Экспериментальное изучение характеристик солитонов было выполнено на линии передачи из ста звеньев, подобной описанной в [1]. В качестве нелинейного элемента использован кремниевый стабилитрон Д814В, допускающий максимальное импульсное обратное напряжение 9В. Параметры элементов имели относительный разброс, не превосходящий 3% и составляли $L = 20$ мкГн, $C_0 = 430$ пФ, $\gamma^2 = 12$.

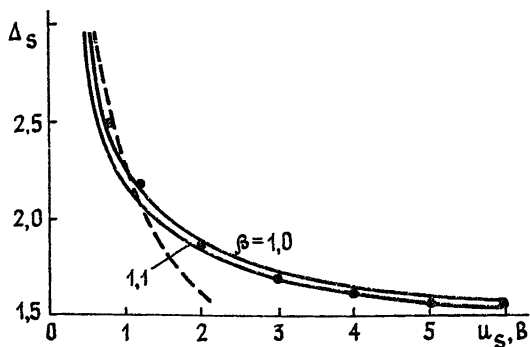


Рис. 2. Зависимость пространственной ширины Δ_s солитона на половине его высоты от амплитуды.

Результаты сопоставления измеренных и рассчитанных значений скорости и ширины уединенных волн представлены на рис. 1, 2. Пунктирные кривые получены по формулам (5), где положили $\beta = 0,6 В^{-1}$. Видно, что уравнение КдВ занижает ширину солитона. Удовлетворительно описать графики $V(u_s)$ и $\Delta_s(u_s)$ при этом удается только в сравнительно узком интервале амплитуд солитонов (см. также рис. 7 гл. 6 в [2]). Рассчитанные на основе соотношений (3), (4) кривые изображены на рисунках сплошными линиями. Видно, что учет реальной зависимости заряда перехода от напряжения существенно расширяет возможности теории. Найденное по экспериментальным данным значение $\beta = (1,0 \div 1,1) В^{-1}$ хорошо согласуется с приведенными выше значениями контактной разности кремниевых $p-n$ -переходов.

Авторы благодарят Савченко М. П. за обсуждение данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Островский Л. А., Папко В. В., Пелиновский Е. Н. — Изв. вузов — Радиофизика, 1972, 15, № 4, с. 580.
2. Богатырев Ю. К. Импульсные устройства с нелинейными распределенными параметрами. — М.: Сов. радио, 1974, с. 280.
3. Солитоны / Пер. с англ. — М.: Мир, 1983. — 408 с.
4. Лабутин В. К. Частотно-избирательные цепи с электронной настройкой. — М.—Л.: Энергия; 1966. — 207 с.
5. Солитоны в действии / Пер. с англ. — М.: Мир, 1981, с. 307.

Калининградский государственный университет

Поступила в редакцию 15 июля 1985 г.

УДК 537.533.2

ВЗАИМОСВЯЗЬ МЕЖДУ ЭМИССИОННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Ш. Г. Аскеров

Работа выхода Φ , постоянная Ричардсона A являются важными эмиссионными параметрами, и поэтому их определению уделяется большое внимание. Значения этих параметров для одного и того же эмиттера, как показали многочисленные независимые измерения [1], меняются в широком интервале. Например, диапазон изменения работы выхода любого металла почти перекрывает весь диапазон изменения всех металлов. Экспериментальные значения постоянной Ричардсона также меняются в широком интервале, и они в несколько раз (а иногда на несколько порядков) больше (или меньше), чем ее теоретическое значение. Широкий диапазон изменения экспериментальных значений Φ и A создает трудности для выявления среди них надежных или истинных значений.

Статистический анализ экспериментальных значений работы выхода и постоянной Ричардсона, определенных методом прямой Ричардсона для одного и того же эмиттера, показал, что между величинами $\ln A_i$ и Φ_i (где A_i и Φ_i — параметры данного эмиттера, определенные различными авторами) имеется линейная зависимость. На рис. 1 представлены эти зависимости для вольфрама, сплава вольфрама и для пленочных катодов на основе вольфрама. В качестве оси ординат взят логарифм отношения A_0/A . При построении графиков использовались экспериментальные данные A и Φ , взятые из работ [1, 2]. Как видно из рисунка, экспериментальные значения удовлетворительно ложатся на прямую линию, которая описывается выражением

$$A_i \exp(-\Phi_i/kT) = B = \text{const.} \quad (1)$$

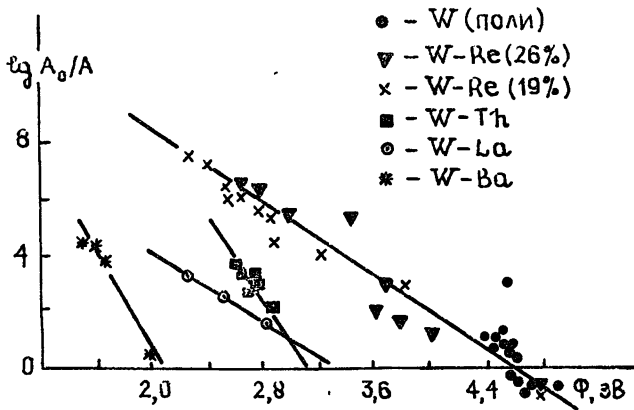


Рис. 1.

Точка пересечения этих прямых с осью абсцисс определяет, как нам кажется, «реальное» значение работы выхода, поскольку при этом $A_i = A_0 = 120,4 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$. Определенные таким образом значения работы выхода некоторых металлов, а также значения работы выхода, рекомендуемые Фоменко [1], для сравнения представлены в табл. 1.

Таблица 1

Эмиттеры	W—Ba	W—Th	W—La	W	Pt	Ag	ZrC	(Al+Si) — n Si
Φ , эВ по данной работе	2,04	3,17	3,35	4,65	5,30	4,24	3,90	0,81
Φ , эВ по [1-2]	1,60	2,70	2,70	4,54	5,32	4,30	2,20— 4,20	—
B , $\text{A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$	$7 \cdot 10^{-7}$	$9 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-14}$	$4 \cdot 10^{-10}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-10}$

При $\Phi=0$, с одной стороны, согласно формуле (1) $B=A$, с другой стороны, согласно формуле Ричардсона—Дешмана для термоэлектронной эмиссии [2-4] $A=I_s/ST^2$.

Поэтому можно заключить, что для границы раздела с $\Phi=0$

$$B=I/ST^2. \quad (2)$$

Как следует из выражения (2), чем больше B , тем больше ток эмиссии I . Поэтому можно считать, что B является эмиссионным параметром (характеристикой) катода. В табл. 1 также приведены экспериментальные значения B . Как видно из таблицы, лучшим эмиссионным ресурсом обладает W—La пленочный катод, хотя у него работа выхода не самая низкая.

Подобная ситуация имеет место и в случае диода Шоттки, т. е. для границы раздела металл—полупроводник, обладающей выпрямляющим свойством. Аналогично границе раздела металл—вакуум, основными параметрами контакта металл—полупроводник являются: постоянная Ричардсона, высота потенциального барьера [3]. На рис. 2 представлена зависимость $\ln A_0/A$ от высоты барьера Φ_b для (Al + 1% Si) — n Si диодов Шоттки. Диоды, изучаемые в данной работе, были изготовлены с различными площадями и толщинами металлизации, так как в работах

[5, 6] показано, что с изменением этих параметров $\Phi_{\text{вн}}$ меняется в широком интервале. Как видно из рисунка, и в случае диода Шоттки высота барьера и постоянная Ричардсона также коррелируют между собой согласно формуле (1).

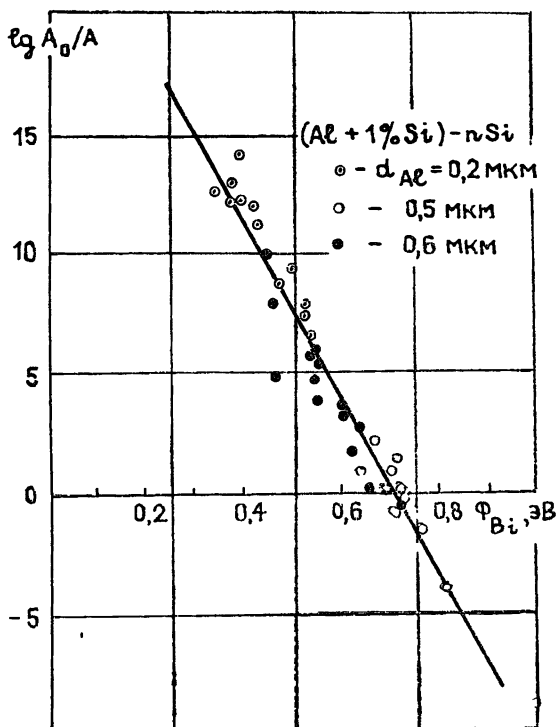


Рис. 2.

Нам кажется, установленная корреляция является результатом влияния эмиссионной неоднородности границ раздела (ГР). Например, в случае ГР металл—вакуум плотность тока электронов, падающих на ГР со стороны металла во всех экспериментальных случаях при постоянном значении температуры одинаковы и определяется параметрами электронного газа металла. Как следует из формулы (1), одинаковы и выходящие в вакуум потоки. Однако из-за наличия микроструктурного разнообразия границы раздела в различных экспериментальных случаях параметры выходящих потоков, в частности A , могут быть различны [2, 4]. Как следствие этого, будут различны и значения Φ . Очевидно, все сказанное относится и к контакту металл—полупроводник.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фоменко В. С. Эмиссионные свойства материалов. Справочник. — Киев: Наукова думка, 1981, с. 192, 230.
2. Гапонов В. И. Электроника. Ч. 1. — М.: Физматгиз, 1960, с. 218.
3. Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. — М.: Мир, 1984, т. 1, с. 292.
4. Добрецов Л. Н., Гомоюнова М. В. Эмиссионная электроника. — М., 1966, с. 140.
5. Dascalu D., Brezeanu G., Dan P. A., Dima C. — Sol. Stat. Electr., 1981, 24, p. 897.
6. Аскеров Ш. Г. — Изв. АН АзССР, Сер. Физ.-мат. наук, 1978, № 1, с. 57.

Азербайджанский государственный университет

Поступила в редакцию
20 июня 1985 г.

УДК 536.75

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК $1/f$ ШУМА

А. А. Александров, Г. Н. Бочков, А. А. Дубков, А. И. Чикин

1. Важным шагом на пути к пониманию природы наблюдаемого в проводниках $1/f$ шума является установление его статистики. Экспериментальные попытки проверки гауссовости токового $1/f$ шума уже неоднократно предпринимались в прошлом [1-8], причем применялись как различные тесты, так и различные образцы (крем-