индекс 3624

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-488(31)-81

А.Г.АХПЕРДЖАНЯН, Ю.Л.МАРГАРЯН

О СТАТИСТИКЕ ПРОЦЕССА УМНОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В МИКРОКАНАЛЬНЫХ ПЛАСТИНАХ

ԵՐԵՎԱՆ 1981 ЕРЕВАН

Введение

Микроканальные пластины (МКП) благодаря своим уникальным характеристикам (высокая позиционная чувствительность $\sim 10^{-3}$ см, временное разрешение 10^{-10} с, большое значение коэффициента усиления $\sim 10^{4}$ и т.д.) нашли широкое применение в науке и технике [1,2]. В связи с этим представляют определенный интерес количественные оценки таких характеристик МКП как коэффициент усиления, амплитудное разрешение и т.д. В работе [3] предполагая, что электроны вторичной эмиссии вылетают перпендикулярно стенкам канала, получено приближенное выражение для среднего значения коэффициента усиления МКП:

$$G = (0{,}5AU\alpha^{-1}\varepsilon^{-1/2})^{4\alpha^2\varepsilon U^{-1}},$$

где α – отношение длины канала к диаметру (калибр МКП),

U – напряжение на МКП,

ε – начальная энергия вылетающего вторичного электрона,

A – некоторая константа материала стенки, которая связана с коэффициентом вторичной эмиссии σ и энергией E падающего электрона соотношением

$$\sigma = AE^{1/2}.$$

Вычисления характеристик МКП с применением метода Монте-Карло были произведены Гестом [4]. Численные расчеты этой работы находятся в удовлетворительном согласии с измеренными характеристиками МКП.

В настоящей работе рассматривается статистическая модель канального размножения электронов, которая позволяет получить аналитические выражения для вероятностей различных значений коэффициента усиления МКП. Интерес к этой задаче вызван тем, что такие характеристики МКП, как амплитудное разрешение и эффективность регистрации частиц, по существу определяются флуктуациями коэффициента усиления.

Статистическая модель процесса размножения электронов в микроканалах

Очевидно, что величина среднего коэффициента усиления МКП зависит от сорта и энергии регистрируемой первичной частицы. Однако сам процесс канального умножения не связан с параметрами регистрируемой частицы, поэтому мы не будем конкретизировать первичную частицу.

Пусть $\lambda(x)$ – вероятность рождения регистрируемой частицей одного вторичного электрона в каналах МКП на единице пути, $\nu(x)$ – та же вероятность для любого вторичного электрона, а $\mu(x)$ – вероятность поглощения одного вторичного электрона на единице пути в каналах МКП. Тогда вероятность увеличения числа вторичных электронов $n(x)$ на один электрон в отрезке Δx на глубине x микроканала есть $[\lambda(x)+\nu(x)n(x)]\Delta x+O(\Delta x)$, а вероятность уменьшения этого числа на один электрон в этом же интервале $\mu(x)n(x)\Delta x+O(\Delta x)$.

Если обозначить $P_n(x)$ вероятность того, что на глубине x, число вторичных электронов равно n, то

$$P_0'(x) = -\lambda P_0(x) + \mu P_1(x),$$
$$P_n'(x) = [\lambda+\nu(n-1)]P_{n-1}(x) - [\lambda+(\nu+\mu)n]P_n(x) + \mu(n+1)P_{n+1}(x), \quad n \geq 1,$$

с начальным условием $P_n(0)=\delta_{n0}$, где δ_{n0} – символ Кронекера.

Производящая функция распределения $Q(x,s)=\sum_{n=0}^{\infty} P_n(x)s^n$ ($|s| \leq 1$) удовлетворяет уравнению в частных производных:

$$\frac{\partial Q(x,s)}{\partial x} = (1-s)[-\lambda Q(x,s)+(\mu-\nu s)]. \qquad (I)$$

Электрическое поле в каналах МКП достаточно однородное, следовательно, можно считать параметры λ, ν, μ не зависящими от x. Решение уравнения (I) при начальном условии $Q(0,s)=1$ имеет вид

$$Q(x,s)=[1+b\bar{n}(1-s)]^{-1/b},$$

где $b=\nu/\lambda$, а среднее распределение

$$\bar{n} = \frac{\lambda}{\mu-\nu}[1-e^{(\nu-\mu)x}]. \qquad (2)$$

Используя соотношения $P_n=(n!)^{-1}(d^n/ds^n)\,Q(x,s)|_{s=0}$ ($n = 0,1,\ldots$) получим распределение числа вторичных электронов на выходе МКП:

$$P_0=[1+b\bar{n}]^{-1/b},$$
$$P_n=\frac{\bar{n}^n}{n!}(1+b\bar{n})^{-n-1/b}\prod_{i=0}^{n-1}(1+ib), \quad n \geq 1. \qquad (3)$$

Полученное выражение (3) является распределением Пойа, переходящее в предельных случаях $b \to 1$ и $b \to 0$ в распределения

Фарри и Пуассона, соответственно.

Обсуждение

Поглощение электронов, обусловленное накоплением положительного объемного заряда на выходе каналов, приводит МКП в режим насыщения. Для небольших значений напряжения ($U < 1 кВ$), когда поглощением можно пренебречь, выражение (2) для среднего коэффициента умножения $G \equiv \bar{n}$ примет вид

$$G(\ell) = \frac{\lambda}{\nu}\left[e^{\nu\ell} - 1\right] , \qquad (4)$$

где ℓ – толщина МКП. Экспоненциальный член в квадратных скобках в (4) много больше единицы, следовательно, получается экспоненциальная зависимость коэффициента умножения от толщины МКП. Для сборки из нескольких МКП одинаковой толщины экспоненциальную зависимость G от числа пластин в сборке легко проверить экспериментально.

Важную роль в амплитудном разрешении МКП играет параметр Пойа b , который связан с дисперсией σ^2 и средним G распределения следующим соотношением:

$$\sigma^2 = b^2 G^2 + G . \qquad (5)$$

Получаемое из (5) относительное среднеквадратичное отклонение σ/G порядка $b^{1/2}$, так как $1/G \sim 10^{-4} \ll b$, т.е. относительная ширина амплитудного распределения МКП в основном определяется параметром b. Как следует из определения МКП, параметр b зависит от соотношения величин ν и λ . Величина ν зависит от рабочих параметров МКП (калибр, материал стенки канала, напряжение питания), а λ зависит от ионизирующей способности регистрируемой частицы, следовательно, в зависимости от сорта

и энергии налетающей частицы, параметр b может принимать значения как больше, так и меньше единицы. На рисунке приведены распределения Пойа для различных значений параметра b . Например, в случае регистрации сильноионизирующих частиц (осколки деления, тяжелые ионы и т.д.), при удовлетьорении условия $\lambda > \nu$ амплитудное распределение МКП имеет максимум (рис.Iа), а в случае слабо ионизирующих частиц (электроны, протоны и т.д.) это распределение имеет спадающий вид (рис.Iб).

Для максимальной эффективности регистрации частиц микроканальными пластинами получается выражение:

$$\eta = 1 - P_0 = 1 - \left[1 + b\,G\right]^{-1/b} ,$$

откуда следует, что η как и амплитудное разрешение МКП в большей степени определяется величиной параметра b .

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Р.Л.Кавалову за полезные советы и обсуждения.

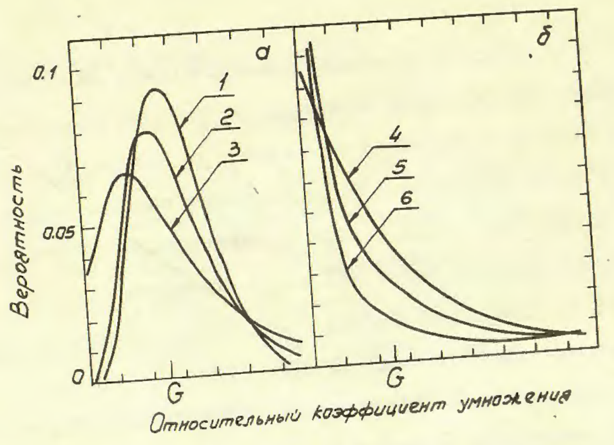

Рис.I (а,б)
Распределения Пойа для значений параметра b :
I–0,I; 2–0,2; 3–0,5; 4–I; 5–2; 6–5.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

I. Близнюков С.А., Канаева Г.Я., Симачева В.Л. и др. Характеристики микроканальных пластин. Препринт ФИАН СССР № I79, Москва, I973.
2. Дмитриев В.Д., Жалинин А.М., Лукьянов С.М. и др. Микроканальные пластины в экспериментальной ядерной физике. Препринт ОИЯИ I3-80-535, Дубна, I980.
3. Достижения в технике передачи и воспроизведения изображений. / Под редакцией Б.Кейзана, М.: Мир, I978.
4. Guest A. J. Acta Electronica, 14, 79, 1971.

Рукопись поступила I3-го мая I98I г.

Редактор Л.П.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ433 ВФ-054I3 Тираж 299

Препринт ЕФИ Формат издания 60 х 84/I6
Подписано к печати 9/УП-8Iг. 0,8 уч.изд.л. Ц. 5 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркаряна