Из выражения (4) и (5) и значений Φ_4 и Φ_6 для $\varkappa \gg 1$ следует, что температурная зависимость $\mathrm{Re}\,\sigma$ и величина s практически целиком определяются поперечной длиной спада волновой функции дефекта.

В таблице приведены экспериментальные значения s, взятые из работы [5] (Ge<P>; $N_D = 3{,}2 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$) и рассчитанные по формуле (5).

Список литературы

1. Pollak M.— Phys. Rev., 1964, A133, p. 564.
2. Барановский С. Д., Узаков А. А.— ФТП, 1981, т. 15, вып. 5, с. 931.
3. Климкович Б. В., Поклонский Н. А., Стельмах В. Ф.— ФТП, 1985, т. 19, вып. 4, с. 315.
4. Климкович Б. В., Поклонский Н. А., Стельмах В. Ф.— ФТП, 1983, т. 17, вып. 9, с. 1718.
5. Хробочек И. А., Проховски Е. В., Сладек Р. И.— Труды IX Международной конференции по физике полупроводников. 1969, т. 2, с. 690.

Поступила в редакцию 24.12.84.

УДК 621.383.292

С. С. ВЕТОХИН, С. В. ХОЛОНДЫРЕВ

ДВУХПОРОГОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СВЕРХСЛАБЫХ СВЕТОВЫХ ПОТОКОВ

Для измерения слабых и сверхслабых световых потоков широко используется обладающий рядом преимуществ метод счета фотонов (МСФ) [1, 2], заключающийся в преобразовании потока квантов в статистическую последовательность одноэлектронных импульсов с помощью, например, фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). Поскольку на выходе ФЭУ наряду с обусловленными отдельными фотонами (одноэлектронные импульсы) появляются и темновые отсчеты сравнимой амплитуды, имеется необходимость введения оптимального порога амплитудной дискриминации [3] и раздельного измерения за последовательные заданные интервалы времени количества темновых отсчетов $N_т$ и смеси $N=N_с+N_т$ темновых и сигнальных $N_с$ отсчетов. При пуассоновской статистике импульсов дисперсия D_0 величины $N_с$ определяется как $D_0 = N_с + 2N_т$, а отношение сигнал / шум

$$S_0 = N_с/\sqrt{D_0} = N_с/\sqrt{N_с + 2N_т} = n_с\sqrt{T/(n_с + 2n_т)},$$

где $n_с$ и $n_т$ — измеренные скорости счета одноэлектронных и темновых импульсов соответственно, T — время набора $N_с$ или $N_т$.

При оптимизации порога амплитудной дискриминации следует пользоваться различием форм амплитудных распределений темновых (АРТИ) и одноэлектронных (АРОИ) импульсов. При этом распределения могут быть как пуассоновского (в случае одноэлектронных диссекторов [3]), так и экспоненциального типа (для ФЭУ с динодами типа жалюзи, например, ФЭУ-114 [4]). Очевидно, что задание конкретного порога дискриминации при фиксированном световом воздействии на ФЭУ определяет пропорцию одноэлектронных и темновых импульсов в регистрируемом сигнале. Установка иного порога дискриминации столь же очевидно изменит эту пропорцию. В последнем случае за время T будет зарегистрировано некоторое количество импульсов $N_1=\alpha N_с+\beta N_т$, определяющее скорость счета $n_1 = \alpha n_с + \beta n_т$, где α и β — коэффициенты, определяемые для данного экземпляра ФЭУ формами АРОИ и АРТИ соответственно, а также положением порога амплитудной дискриминации. Если известны $n=n_с+n_т$ и n_1, можно определить и обусловленный только одноэлектронными импульсами компонент сигнала:

$$n_с = (n_1 - \beta n)/(\alpha - \beta).$$

Дисперсия величины n_c имеет значение

$$D = [n_c(\alpha + \beta^2 - 2\alpha\beta) + n_т(\beta - \beta^2)]/T(\alpha - \beta)^2,$$

а отношение сигнал / шум

$$S = n_c|\alpha - \beta| \sqrt{T/[n_c(\alpha + \beta^2 - 2\alpha\beta) + n_т(\beta - \beta^2)]}.$$

Еще более высокое отношение сигнал / шум можно получить при проведении параллельного измерения скоростей счета при двух порогах амплитудной дискриминации, поскольку в этом случае время накопления в каждом канале можно удвоить по сравнению с последовательной процедурой измерения. Дисперсия величины скорости счета одноэлектронных импульсов при этом уменьшится в два раза, а отношение сигнал / шум примет вид

$$S_1 = n_c|\alpha - \beta| \sqrt{2T/[n_c(\alpha + \beta^2 - 2\alpha\beta) + n_т(\beta - \beta^2)]}.$$

Сравнение величин S_0 и S_1 приводит к выводу о том, что предложенный двухканальный метод счета одноэлектронных импульсов имеет преимущество по отношению сигнал / шум в случае заметных различий форм АРОИ и АРТИ. В частности, если с увеличением порога амплитудной дискриминации скорость счета темновых импульсов уменьшается быстрее, чем одноэлектронных, т. е. $\alpha \gg \beta$ (такая ситуация реализуется при пуассоновской форме АРОИ и экспоненциальной АРТИ, например, для диссекторов [5] или квантоконов [6]), повышение отношения сигнал / шум имеет место при $0 < \alpha < 0{,}5$. Если же измерения слабого светового потока ведутся на фоне частых многоэлектронных импульсов, например, в радиационных полях, то не исключена ситуация $\beta \gg \alpha$, в которой выигрыш может быть получен при ограничении $1/3 < \beta < 1$.

Величина выигрыша по отношению сигнал / шум S_1/S_0 зависит, очевидно, от соотношения как α и β, так и скоростей счета n_c и $n_т$. Максимум S_1/S_0 достигается при идеальном разделении АРОИ и АРТИ и имеет значение $\sqrt{2n_cT}$, растущее в области слабых световых сигналов, где при единственном условии $n_c \ll n_т$ отношение сигнал / шум принимает значение

$$S_2 = n_c|\alpha - \beta| \sqrt{2T/n_т(\beta - \beta^2)}$$

с максимумом при $\alpha = 2\beta$, равным

$$S_{2\max} = n_c \sqrt{2T/n_т(\beta^{-1} - 1)}.$$

В тех же условиях обычный метод счета фотонов с оптимальным порогом обеспечивает отношение сигнал/шум, равное

$$S_4 = n_c \sqrt{T/n_т}.$$

Сравнение $S_{2\max}$ и S_4 показывает, что

$$S_{2\max}/S_4 = \sqrt{2/(\beta^{-1} - 1)} > 1 \text{ при } \beta > 1/3,$$

как и следовало из общего анализа.

Проведение расчетов для случая большого сигнала сводится к тривиальной процедуре измерения скорости счета импульсов при оптимальном пороге дискриминации в условиях пренебрежения темновыми отсчетами. Отсутствие разницы процедур последовательного и параллельного измерений приводит к их очевидной эквивалентности по отношению сигнал / шум.

Список литературы

1. Ветохин С. С., Гулаков И. Р., Перцев А. Н., Резников И. В. Одноэлектронные фотоприемники.— М., 1979.
2. Перцев А. Н., Писаревский А. Н. Одноэлектронные характеристики ФЭУ и их применение.— М., 1971.
3. Ветохин С. С., Пустынский И. Н., Резников И. В., Ташкун А. П.— В кн.: Оптическая и электрооптическая обработка информации. М., 1975, с. 41.
4. Агантаева Н. И., Ветохин С. С., Перцев А. Н., Резников И. В.— Приборы и техника эксперимента, 1979, № 6, с. 136.

5. Ветохин С. С., Резников И. В.— Оптико-механическая промышленность, 1980, № 8, с. 46.
6. Александров И. Р., Дунаевская Н. В., Иванов О. И., Карнаух И. М., Остапенко А. А., Пельтек С. М., Стучинский Г. Б.— Приборы и техника эксперимента, 1977, № 2, с. 176.

Поступила в редакцию 25.12.84.

УДК 548.74

Ф. Ф. КОМАРОВ, В. В. КОРНЕЙЧИК, В. С. ТИШКОВ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ДИФРАКЦИИ В СХОДЯЩЕМСЯ ПУЧКЕ ДЛЯ АНАЛИЗА СТРУКТУРЫ БЛИЖНЕГО ПОРЯДКА ТОНКИХ СЛОЕВ АМОРФНОГО ВЕЩЕСТВА

На серийных электронографах в режиме коллимированного пучка дифрактограммы получают с площадей $\sim$ 0,03—0,05 мм², что приводит к наложению дифракционных картин от отдельных структурных фрагментов с линейными размерами менее 200 мкм.

Для получения дифрактограмм с участков меньшей площади можно воспользоваться методом дифракции в сходящемся пучке 1. В этом случае электронный пучок конечной апертуры фокусируют на образце. Если пучок ограничен круглой апертурой, то в случае монокристаллического образца каждое пятно дифракционной картины расширяется в круглый диск. При этом изменение интенсивности в пределах центрального пятна и дисков дифракционных пятен в дифракционной картине будет соответствовать изменению интенсивности в зависимости от угла падения пучка.

Применение метода сходящегося пучка оказалось полезным также при анализе структуры ближнего порядка тонких слоев аморфных материалов, в частности, полученных имплантацией ионов средних энергий в монокристаллические и поликристаллические подложки. Подготовка таких образцов для получения дифрактограмм «на просвет» производится, как правило, посредством травления (электролитического, химического, динамического) с обратной стороны до образования сквозного отверстия, окаймленного клином вещества имплантированного слоя шириной 5—10 мкм (рис. 1).

При работе в коллимированном пучке на дифрактограмме с такого клина наблюдаются наряду с диффузными кольцами от аморфного слоя рефлексы от матрицы (см. рис. 1, *а*), усложняющие дифракционную картину.

В случае сходящегося пучка можно получить дифрактограммы с отдельных участков этого клина (см. рис. 1, *б*). Однако при этом происходит искажение угловой зависимости рассеянных электронов: размытие диффузных колец и расширение центрального пятна в диск диаметром D, представляющий собой проекцию апертурной диафрагмы на экран.

В режиме сходящегося пучка интенсивность рассеянных электронов, в предположении прямоугольной функции источника, описывается интегралом:

$$I^*(s) = \frac{1}{D} \int\limits_{s-D/2}^{s+D/2} I(s)\, ds, \qquad (1)$$

где $I(s)$ — интенсивность рассеянных электронов в случае коллимированного пучка.

Поскольку производная от интеграла по переменному верхнему пределу равна значению функции на этом пределе, то, дифференцируя (1) по s, получим:

$$\frac{d}{ds} I^*(s) = \frac{1}{D} \{I(s + D/2) - I(s - D/2)\}. \qquad (2)$$

Воспользовавшись тем, что при $s \to \infty$, $I(s) \to I^*(s) \to f^2(s)$, где $f(s)$ — атомный фактор, положим на конце интервала по s для $s \in (s_{\max} - D,$