УДК 621.385.833:628.94

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ ОБРАТНО РАССЕЯННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В РЭМ

**Р. Н. Бирченко, Э. И. Рау, М. Н. Филиппов**

(*кафедра физической электроники*)

**Проведенные эксперименты продемонстрировали, что сцинтилляционные детекторы, используемые в РЭМ для регистрации потоков обратно отраженных электронов, заметно различаются по эффективности регистрации различными областями активной части.**

Сцинтилляционные детекторы (СД) электронов средних энергий (1 ÷ 50 кэВ) находят широкое применение в ядерной физике, физике космических лучей, электронной микроскопии. В растровой электронной микроскопии СД используют для регистрации потока обратно рассеянных электронов с целью формирования электронно-микроскопического изображения в режиме обратного рассеяния электронов [1–5].

## Постановка задачи и эксперимента

Для экспериментального подтверждения того, что существуют значимые различия в эффективности регистрации обратно рассеянных электронов (ОРЭ) отдельными областями активной части СД, было проведено сравнение характеристик детекторов ОРЭ, обладающих различными геометрическими формами, и кольцевого полупроводникового детектора. Конфигурации оптической части исследованных СД приведены на рис. 1. На рис. 1, *а* схематически показана оптическая часть сцинтилляционного детектора обратно рассеянных электронов Робинсона [6], наиболее широко используемого в серийных РЭМ. Корпус детектора представляет собой призму, нижняя грань которой (активная часть) составляет угол 7° с верхней, сечение — прямоугольник. Световод присоединен к более широкой вертикальной грани призмы. Все поверхности, кроме активной части, металлизированы. Размеры фирменного детектора (по верхней грани) 97 × 30 мм, высота меньшей вертикальной грани 2 мм. Разрез предлагаемой нами модификации детектора Робинсона показан на рис. 1, *б*. Большое распространение в РЭМ получили также детекторы ОРЭ в форме кольца, как полупроводниковые, так и сцинтилляционные [7]. Конфигурация активной части такого детектора приведена на рис. 1, *в*.

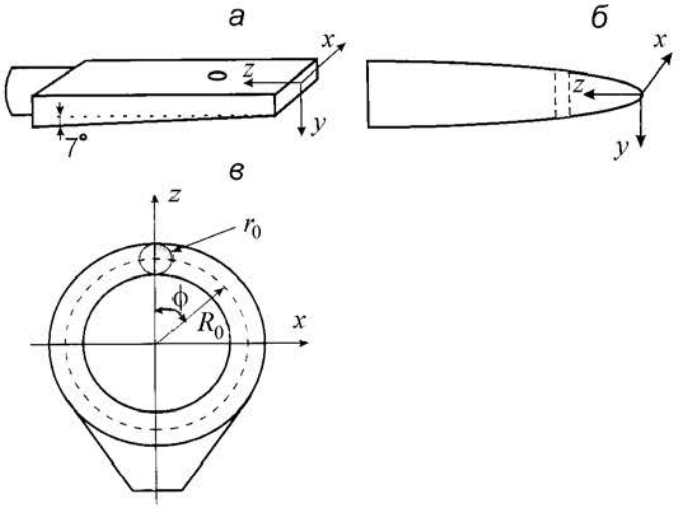


*Рис. 1.* Форма оптической части исследованных СД обратного рассеяния электронов: детектор Робинсона (*а*), СД в форме эллиптического параболоида (*б*) и в форме кольца (*в*)

Исследуемые детекторы монтировали на стандартном месте под объективной линзой РЭМ, расстояние до образца составляло 10–15 мм. Вывод оптического излучения осуществлялся световодом специальной формы, плавно соединяющим оптическую часть детектора и ФЭУ.

В качестве тест-объекта использован металлический шарик диаметром 1 мм. Позиционируя электронный зонд на определенную точку сферической поверхности, можно варьировать положение максимума диаграммы направленности ОРЭ таким образом, чтобы осуществить развертку этой диаграммы вдоль произвольной линии на поверхности активной части детектора [8]. В этом случае выходной сигнал с детектора будет пропорционален свертке функции локальной эффективности регистрации с угловым и энергетическим распределением ОРЭ.

Развертка осуществлялась вдоль осей прямоугольной системы координат, расположенных в плоскости активной части детектора и направленных по диаметрам кольцевого детектора (при этом одна ось проходит через область подключения световода и центр активной части детектора, вторая — перпендикулярно ей через центр детектора). Соответствующие зависимости для величины выходного сигнала $I_{\text{out}} = I_{\text{out}}(x)$ и $I_{\text{out}} = I_{\text{out}}(y)$ приведены на рис. 2. Кривые *1* и *3* соответствуют кольцевому СД, причем кривая *3* получена при развертке вдоль оси, проходящей через область подключения световода, а кривая *1* — при развертке вдоль перпендикулярной оси. Кривая *2* соответствует полупроводниковому детектору, форма ее не зависит от ориентации линии развертки, проходящей через центр активной части детектора. Кривая *3* резко асимметрична, максимум смещен в сторону областей активной части, прилегающих к выходному световоду.

Наблюдаемую асимметрию кривой *3* можно объяснить большими потерями оптического излучения при его распространении от области генерации до фотоприемника для более удаленных от выходного световода областей активной части детектора. Этот

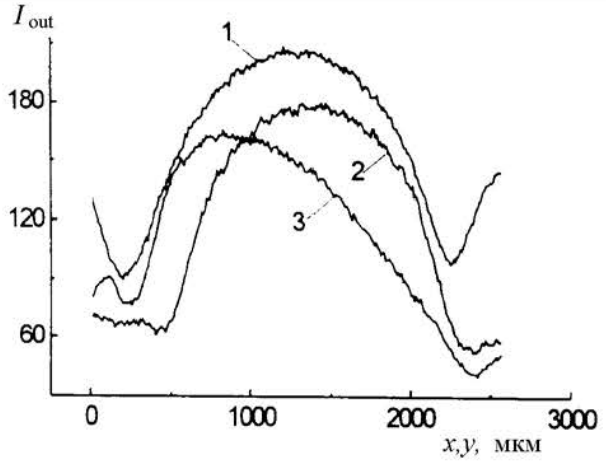


*Рис. 2.* Зависимости выходного сигнала $I_{out}$ (в относительных единицах) для кольцевых детекторов ОРЭ (кривые *1* и *3*) и полупроводникового (*2*) при различных направлениях сканирования: развертка вдоль оси, проходящей через область подключения световода (кривая *3*) и вдоль перпендикулярной оси (кривая *1*)

вывод подтверждается полной симметрией зависимостей величины выходного сигнала для полупроводникового детектора (кривая *2*), поскольку в этом детекторе отсутствует процесс, аналогичный световому транспорту в СД. При ориентации линии развертки вдоль оси $Ox$ в случае СД условия светового транспорта для областей, расположенных на одинаковых расстояниях от центра детектора, будут одинаковыми. Форма зависимости выходного сигнала в СД должна быть симметричной, что и наблюдается экспериментально (кривая *1*).

Приведенные результаты показывают, что в реальных СД, используемых в РЭМ, эффективность регистрации потока ОРЭ заметно неоднородна в различных областях активной части. Для количественных методов, использующих режим регистрации ОРЭ, необходимо знание локальной функции преобразования детектора во всех точках поверхности его активной части. Эта функция характеризует эффективность светового транспорта от точки генерации к выходу оптической системы. Использованная выше экспериментальная методика не позволяет определить величину этой функции с требуемым шагом из-за значительной угловой ширины диаграммы направленности ОРЭ. Более детально исследовать вид функции возможно с помощью сфокусированных пучков электронов для локальной генерации оптического излучения. С этой целью можно использовать электронный зонд РЭМ. Исследуемый СД с присоединенными световодами размещают на предметном столике РЭМ таким образом, чтобы имелась возможность позиционировать зонд на различные участки активной области. Нами такая методика была использована для экспериментальной проверки корректности описываемой ниже расчетной модели светового транспорта в СД.

В общем случае экспериментальное определение указанной функции представляет собой достаточно сложную задачу. По этой причине нами разработана расчетная модель, позволяющая вычислять требуемые характеристики СД.

Потери излучения при световом транспорте в оптической части СД обусловлены двумя причинами: поглощением излучения материалом оптической части детектора и уходом части излучения через боковые поверхности системы. Эффектом рассеяния света для применяемых в настоящее время материалов можно пренебречь.

В зависимости от конструкции СД на поверхности оптической части могут существовать три процесса: зеркальное отражение без изменения интенсивности на металлизированных участках поверхности, преломление на неметаллизированной поверхности с частичным отражением и диффузное отражение от матовых поверхностей. Последний процесс сравнительно редко встречается в СД и в данной модели рассматриваться не будет. Потери интенсивности при взаимодействии с неметаллизированной поверхностью описываются формулами Френеля [9].

Аналитический расчет эффективности СД, т. е. нахождение зависимости интенсивности оптического излучения на выходе системы от интенсивности генерированного в активной части излучения, может быть проведен только для симметричных систем (см., напр., [10, 11]). В системах с произвольной формой границы расчет может быть выполнен только путем последовательного построения хода лучей через оптическую систему с учетом граничных условий. Подобный подход оказался эффективным для расчета характеристик ряда СД, применяемых в ядерной физике [12, 13], и для оценки потерь при световом транспорте в коллекторах вторичных электронов типа Эверхарта–Торнли [14], используемых в РЭМ.

В нашей модели генерация оптического излучения отнесена к поверхности активной части детектора. Реально пробег отраженных электронов в материале детектора может достигать 10 мкм. Характерные размеры оптической части составляют 1–10 см, т. е. отношение этих величин равно $10^{-4}$–$10^{-5}$, и распределение источников оптического излучения можно считать чисто поверхностным. Угловое распределение генерируемого излучения внутри активной области полагали изотропным.

Алгоритм расчета функции эффективности детектора $D$ для некоторой точки $M(x, y, z)$ заключался в следующем. Форму оптической части СД задавали системой уравнений общего вида: $F(x, y, z) = 0$. Для определенности использована декартова система координат, ориентация осей которой для конкретных конфигураций представлена на рис. 1. Пространственное уравнение луча, проходящего через стартовую точку $M = M(x_0, y_0, z_0)$ (точка на поверхности активной части детектора, где помещен источник оптического излучения), имеет вид: $(x - x_0)/m = (y - y_0)/n = (z - z_0)/k$. Здесь $m, n, k$ — направляющие косинусы луча. Для данных $m, n, k$ совместное решение уравнений луча и поверхности детектора определяет точку $M_1 = M_1(x_1, y_1, z_1)$ первого пересечения луча с поверхностью оптической части СД. По вычисленным значениям $x_1, y_1, z_1$ определяли длину первого шага $M_0M_1$, затем с учетом поглощения вычисляли интенсивность падающе-

го луча в точке $M_1$. После этой операции проводилась проверка условия $I_j > 0{,}001$ ($I_j$ — интенсивность луча на $j$-м шаге программы). Если это условие не выполнено, луч считается поглощенным внутри оптической системы и программа переходит к построению нового луча. Если условие выполнено, то исходя из конкретной конструкции СД определяли, какой области на поверхности соответствует положение точки $M_1$. Когда эта точка расположена на поверхности выходного сечения световода, луч считается достигшим фотоприемника и значение $I_j$ добавляется в счетчик выходной интенсивности. Если точка $M_1$ расположена на остальных областях поверхности оптической части СД, то исходя из его конструкции определяется, металлизированная это часть или нет. Считалось, что на металлизированной поверхности отражение происходит без изменения интенсивности. Расчет интенсивности для неметаллизированной части проводился по формулам Френеля. Далее процедура повторялась для второго, третьего и т.д. отрезков аналогичным образом, пока не наступало одно из событий: либо переставало выполняться неравенство $I_j > 0{,}001$, либо положение точки на поверхности на $i$-м шаге соответствовало выходной части оптической системы. Значение выходной интенсивности $dI_{\text{out}}$ для данной стартовой точки $M$ и $N$ построенных лучей определяется как сумма соответствующих частных интенсивностей $I_j$: $dI_{\text{out}} = \sum I_j$. Таким образом, значение функции локальной эффективности светового транспорта $D(M)$ определяется соотношением $D(M) = (1/N)\sum I_j$, где $M = M(x, z)$ — точка на поверхности активной части детектора с координатами $x, z$. Указанным способом значение $D(M)$ может быть определено для произвольной точки $M$ активной части СД.

### Результаты экспериментов и математического моделирования светового транспорта в СД

Определена зависимость $D = D(\varphi)$ для кольцевого СД, где $\varphi$ — угол, отсчитываемый от оси $z$ (см. рис. 1, *в*). Сам детектор представлял собой тор радиусом $R_0 = 50$ мм с круглым сечением, радиус которого $r_0 = 5$ мм. Расчетная зависимость $D = D(\varphi)$

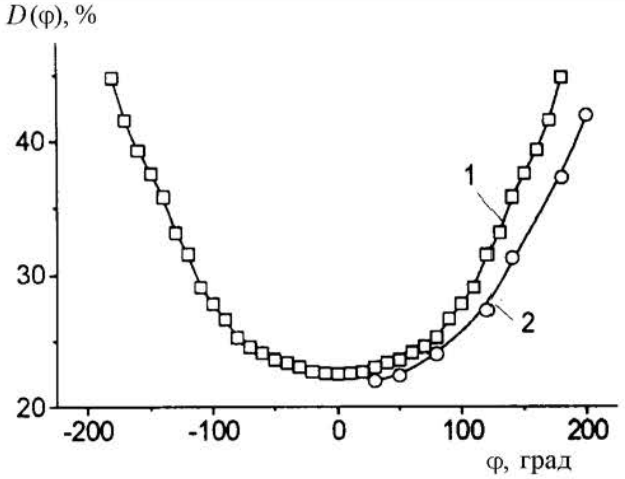


*Рис. 3.* Вид функции локальной эффективности для кольцевого сцинтилляционного детектора: математическое моделирование (*1*) и эксперимент (*2*)

приведена на рис. 3 (кривая *1*). В интервале изменения угла $\varphi = 45° \div 180°$ зависимость $D = D(\varphi)$ получена экспериментально (кривая *2*). Хорошее соответствие хода кривых свидетельствует о корректности разработанной модели светового транспорта.

Для данного СД рассчитана также зависимость интегральной эффективности от величины $r_0$ при $R_0 = 50$ мм. Установлено, что при $r_0/R_0 > 0{,}1$ начинается существенное падение интегральной эффективности регистрации. Этот результат представляет значительный интерес, поскольку в используемых в настоящее время как серийных, так и лабораторных СД $r_0/R_0 \sim 0{,}2$. В то же время в спектрометрах ОРЭ нижняя граница отношения $r_0/R_0$ определяется конструкцией выходной щели и обычно составляет 0,05–0,01. Таким образом, габариты спектрометра могут быть уменьшены за счет уменьшения $r_0$ при данном $R_0$ без потери эффективности детектора.

На рис. 4, *а* (кривая *2*) приведена зависимость $D = D(x, z)$ вдоль линии, параллельной оси $Ox$ (система координат показана на рис. 1, *а*), проходящей на расстоянии 10 мм от края детектора Робинсона. На рис. 4, *б* (кривая *2*) приведена аналогичная зависимость в случае, когда точка $M$ перемещается от начала координат к выходному световоду вдоль оси $Oz$. При расчете этих зависимостей не учиты-

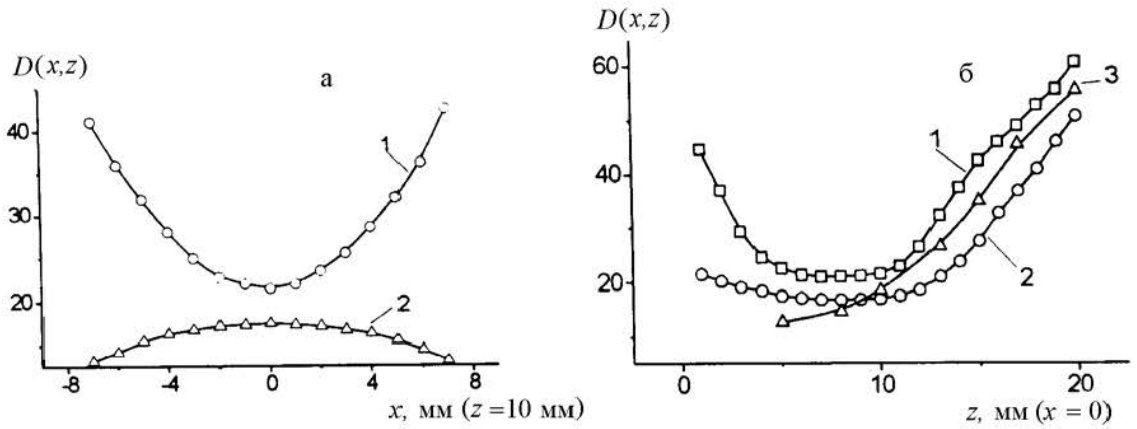


*Рис. 4.* Вид функции локальной эффективности для детектора Робинсона (*а*) и модифицированного СД в форме эллиптического параболоида (*б*). (Обозначения кривых см. в тексте.)

валось влияние отверстия для электронного зонда РЭМ. Из приведенных данных видно, что эффективность наиболее удаленной от выходного световода части детектора (начиная от отверстия для электронного зонда) существенно меньше, чем эффективность областей, примыкающих к световоду. Удаление этой части детектора незначительно уменьшает интегральную эффективность. При этом существенно уменьшаются габариты СД и улучшается его сочетаемость с другими детекторами, например детекторами рентгеновского излучения.

При сохранении внешних габаритов СД можно существенно повысить интегральную эффективность, изменив форму оптической части детектора. Нами предложено [15] изготавливать оптическую часть детектора Робинсона в форме эллиптического параболоида, поверхность которого описывается уравнением $x^2/p+y^2/q=2z$, где $p$ и $q$ связаны с полуосями $a$ и $b$ эллиптического сечения при $z=z_0$ соотношениями $a=(2pz_0)^{1/2}$ и $b=(2qz_0)^{1/2}$. Аналогичный по габаритам рассмотренному выше детектору Робинсона детектор в виде эллиптического параболоида должен иметь параметры $a=20$ мм, $b=5$ мм в сечении $z_0=20$ мм (рис. 1,*б*). Кривые *1* на рис. 4, *а, б* рассчитаны для тех же условий, что и для детектора Робинсона, но для случая эллиптического параболоида. Из приведенных данных видно, что существенный вклад в интегральную интенсивность вносят периферийные области детектора. Изменение формы СД приводит к частичной фокусировке потока излучения внутри оптической части детектора, существенному уменьшению числа внутренних переотражений, сокращению средней длины траектории. Указанное изменение формы позволяет сделать эффективной наиболее удаленную от фотоприемника часть детектора. Интегральная эффективность предлагаемого детектора приблизительно в 5 раз выше, чем у серийного при сопоставимых габаритах.

## Заключение

Полученные результаты демонстрируют сильную неоднородность детектирующей способности активной части широкоапертурных сцинтилляционных детекторов ОРЭ и детекторов специальной формы. Физической причиной неоднородности являются потери излучения при световом транспорте внутри СД. В результате этого явления — неоднородности потерь — конструкция большинства СД, используемых в РЭМ, не оптимальна. Предложенная нами модификация формы оптической части серийного детектора Робинсона повысила интегральную эффективность регистрации в 5 раз. Анализ, проведенный с помощью разработанного способа моделирования эффективности светового транспорта, показал, что эффективность серийных детекторов, как правило, составляет 50–60% от возможной.

Существование обнаруженного эффекта делает необходимым критический пересмотр существующих алгоритмов количественной обработки информации в режиме регистрации обратно рассеянных электронов РЭМ.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (98-02-16999) и INTAS (97-31864).

**Литература**

1. *Radzimski Z.J., Russ J.C.* // Scanning. 1994. **16**. P. 276.
2. *Kaczmarek D., Czyzewski Z., Hejna J., Radzimski Z.J.* // Scanning. 1987. **9**. P. 109.
3. *Аристов В.В., Казьмирук В.В., Ушаков Н.Г., Фирсова А.А.* // Поверхность. Физика, химия, механика. 1989. № 4. С. 120.
4. *Aristov V.V., Rau E.I., Yakimov E.B.* // Phys. Stat. Solidi (a). 1995. **150**. P. 211.
5. *Rau E.I., Robinson V.N.E.* // Scanning. 1996. **18**. P. 556.
6. *Robinson V.N.E.* // J. Phys. E.: Sci. Instrum. 1974. **2**. P. 650.
7. *Hejna J.* // Scanning. 1995. **17**. P. 387.
8. *Lange M., Reimer L., Tollkamp C.*// J. Microscopy. 1984. **134**. P. 1.
9. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973.
10. *Carrier C., Lecomte R.* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1990. **A292**. P. 685.
11. *Гостев А.В., Дремова Н.Н., Рау Э.И.* и др. // Изв. РАН, сер. физ. 1997. **61**. С. 1966.
12. *Falk F., Sparrman P.* // Nucl. Instr. and Meth. 1970. **85**. P. 253.
13. *Xiaoguang Y.* // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1984. **228**. P. 101.
14. *Schauer P., Autrata R.* // Scanning. 1992. **14**. P. 325.
15. *Birchenko R.N., Filippov M.N., Rau E.I.* et al. // Proc. 14-th Int. Conf. on Electron Microscopy. Cancun, Mexico, 1998. **1**. P. 77.

Поступила в редакцию
31.03.99