

УДК 539.1.074

В. М. Залетин, О. В. Кривоzubов, В. И. Фомин

(Омск)

**СБОР ЗАРЯДА В ШИРОКОЗОННОМ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ДЕТЕКТОРЕ ГАММА-КВАНТОВ  
С НЕОДНОРОДНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ**

Теоретически проанализировано влияние неоднородного объемного заряда на эффективность сбора неравновесного заряда в полупроводниковом детекторе на основе  $\text{HgI}_2$ . Рассчитаны амплитудные спектры в диапазоне энергий гамма-квантов 6—100 кэВ в условиях, когда большая часть объемного заряда (90 %) сосредоточена вблизи одного из электродов. Показано, что отрицательный объемный заряд, накапливаемый вблизи положительного электрода, приводит к раздвоению фотопика при энергиях гамма-квантов порядка 60 кэВ и выше даже при использовании коллимированного источника излучения.

Для планарного детектора с однородным электрическим полем коэффициент сбора неравновесного заряда как функция координаты места поглощения гамма-кванта описывается известным выражением [1, 2], полученным исходя из следующих допущений: генерация неравновесного заряда произошла в очень малом объеме, размерами которого можно пренебречь по сравнению с размерами детектора; пакет электронов и пакет дырок при движении к соответствующим электродам представляют собой два точечных заряда с определенными координатами на оси детектора; центры захвата, отвечающие за время жизни носителей заряда, считаются точечными и равномерно распределенными по объему; ось детектора выбрана перпендикулярно плоскости контактов с началом на отрицательном облучаемом электроде. В реальных условиях эксплуатации за счет захвата носителей заряда на дефектах в чувствительной области детектора накапливается объемный заряд (ОЗ), что приводит к изменению профиля электрического поля, условий сбора неравновесного заряда и, как следствие, спектротрических характеристик детектора. Это явление принято называть поляризацией детектора.

Так, авторы работ [3, 4] исследовали поляризацию алмазного детектора и пришли к выводу, что накопление положительного ОЗ вблизи облучаемого запорного электрода в результате инжекции дырок из тыльного контакта не приводит к поляризации. Накопление же в разных частях объема отрицательного ОЗ всегда дает поляризационный эффект. Экспериментальные результаты по поляризации  $\text{HgI}_2$ -детекторов в [5] качественно объясняются влиянием отрицательного ОЗ, распределенного вблизи положительного электрода.

Авторы настоящей работы, исследуя неохлаждаемые детекторы рентгеновского излучения на основе дийодида ртути ( $\text{HgI}_2$ ) [6], также наблюдали их поляризацию. Подвержен поляризации и ряд других детекторов, создаваемых на основе высокоомных материалов. Вместе с тем количественно поляризация полупроводникового детектора в настоящее время исследована недостаточно. Имеется ряд работ (см. [7, 8]), где рассматриваются упрощенные модели распределения поляризационного заряда и его влияния на амплитудный спектр. Так, в работе [7] анализируется влияние заряженной полуплоскости, параллельной электродам. Поле в таком детекторе представляется в виде двух однородных участков с разной напряженностью и соответственно двумя зна-

ченими средних потерь неравновесного заряда. В [8] исследовано влияние ОЗ, однородно заполняющего все пространство между электродами с учетом возможного насыщения дрейфовой скорости в сильных полях. Как и в [7], авторы использовали приближение малых линейных потерь заряда, что справедливо для материалов с высокими значениями произведения подвижности на время жизни для электронов и дырок.

Целью настоящей работы является анализ поляризации неохлаждаемого детектора гамма-квантов на основе дийодида ртути, когда ОЗ определенного знака накапливается преимущественно у одного из электродов (рис. 1, *a* или *b*). Плотность заряда в приэлектродной области существенно больше плотности заряда в остальной части детектора и принимается постоянной в пределах этой области. Такое разбиение детектора по толщине облегчает построение математической модели функции отклика детектора и позволяет применить полученные результаты к более сложным случаям, когда реальный ОЗ разбивается на большее число областей с постоянной плотностью.

Получим выражения для коэффициента сбора заряда и функции отклика детектора в описанных выше условиях.

Напряженность электрического поля в каждой из рассматриваемых областей изменяется линейно с координатой и задается выражением

$$E(x) = \begin{cases} E_{01} - k_1x, & 0 \leq x \leq a, \\ E_{02} - k_2x, & a < x \leq d, \end{cases} \quad (1)$$

где коэффициенты  $k_1$  и  $k_2$  пропорциональны плотности заряда и имеют знак, соответствующий знаку ОЗ.

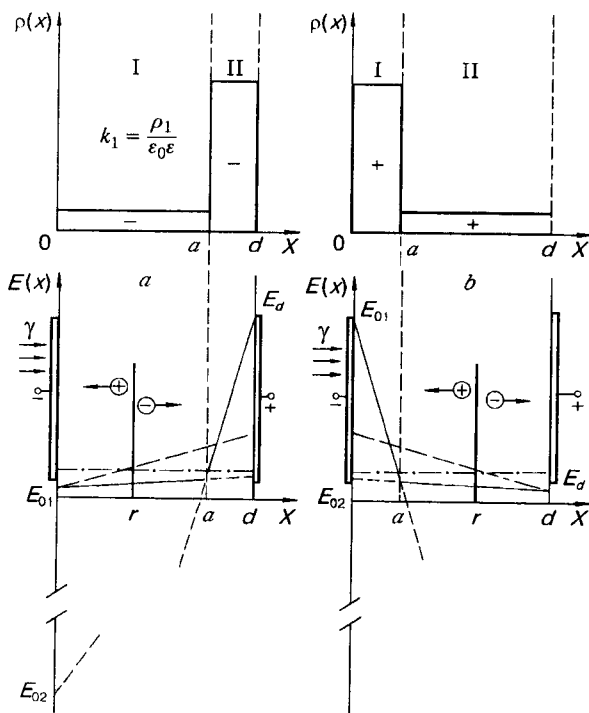


Рис. 1. Распределение ОЗ и напряженности электрического поля в детекторе: *a* — отрицательный ОЗ; *b* — положительный ОЗ. Штрихпунктирная линия — однородное поле без ОЗ; штриховая — неоднородное поле с однородным ОЗ; сплошная — неоднородное поле с неоднородным ОЗ;  $E_{01} = E_d = 0,001E$ ,  $E = U/d$ ;  $a = 0,2d$  для положительного ОЗ и  $0,8d$  — для отрицательного

Интеграл напряженности электрического поля по координате равен значению напряжения, приложенному к детектору  $U$ , т. е.

$$\int_0^d E(x) = U, \quad (2)$$

а в точке  $a$  должно выполняться условие

$$E_{01} - k_1 a = E_{02} - k_2 a. \quad (3)$$

Выражения (2) и (3) позволяют при заданном значении толщины детектора и напряжения на нем одну часть параметров, входящих в выражение (1), задать, другую — вычислить.

Скорость уменьшения числа носителей неравновесного заряда при их движении к электродам за счет захвата на локальные центры без учета их обратного выброса дается хорошо известным выражением

$$dn/dt = -n/\tau, \quad (4)$$

где  $\tau$  — время жизни носителей заряда;  $n$  — их количество в данный момент времени.

Скорость дрейфа носителей заряда определяется напряженностью электрического поля. Без учета насыщения за счет разогрева в сильных полях, что справедливо для материалов с низкими значениями подвижности зарядов, она может быть записана как

$$dx/dt = \mu E(x). \quad (5)$$

Совместно решая уравнения (4) и (5) с учетом зависимости напряженности поля от координаты (1) и вводя обозначения  $A_n = 1/\mu_n \tau_n k$ ,  $A_p = 1/\mu_p \tau_p k$ , получим следующие выражения для числа электронов и дырок в пакете в зависимости от их местонахождения:

$$n_n = n_0 \left[ \frac{E_0 - kx}{E_0 - kr} \right]^{A_n}, \quad (6)$$

$$n_p = n_0 \left[ \frac{E_0 - kx}{E_0 - kr} \right]^{-A_p}. \quad (7)$$

Заряд, индуцированный на электродах, вычисляется из выражений (6) и (7) по теореме Рамо [2], при этом считается, что он пропорционален расстоянию, пройденному пакетом по направлению к электроду. Коэффициент сбора заряда определяется как отношение индуцированного заряда к первоначально образованному гамма-квантом, а его зависимость от координаты фотопоглощения гамма-кванта, рассчитанная для HgI<sub>2</sub>-детектора при различных условиях сбора заряда, приведена на рис. 2. Принималось, что 90 % ОЗ накапливается в пределах 20 % объема детектора вблизи электрода, знак которого противоположен знаку ОЗ. Аналитическое выражение коэффициента сбора заряда ввиду его громоздкости в данной работе не приводится.

Форма фотопика функции отклика детектора на гамма-кванты рассчитывается на основании методики, предложенной в [1, 2] и использованной нами ранее в [9], которая основана на построении откликов детектора на гамма-кванты, поглощенные на глубине  $r$  от облучаемого электрода, в виде функций

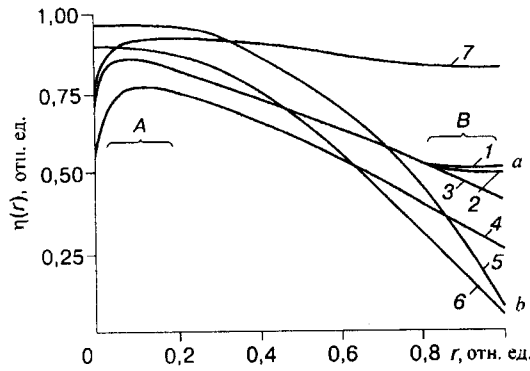


Рис. 2. Зависимость коэффициента сбора заряда от координаты фотопоглощения гамма-кванта для  $\text{HgI}_2$ -детектора толщиной  $d = 0,05$  см и  $\mu_n = 100 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $\mu_p = 4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $\tau_n = \tau_p = 10^{-6}$  с. Кривая 1 рассчитана для отрицательного ОЗ при напряжении (В): 1 — 2000, 2 — 500, 3 — 200, 4 — 100; кривые 5 и 6 — для положительного ОЗ при  $U = 2000$  и  $100$  В соответственно; кривая 7 рассчитана, как и кривая 1, но  $\tau_p = 5 \cdot 10^{-6}$  с

Гаусса и последующего их суммирования по чувствительному объему с учетом числа актов поглощения в каждом слое.

Кристаллы  $\text{HgI}_2$  обладают сильной асимметрией подвижности электронов и дырок, которые отличаются более чем на порядок при сравнимых временах жизни. Уже качественно ясно, что наличие протяженного участка со слабой напряженностью электрического поля в большей степени повлияет на сбор дырок, чем электронов. Сбор дырок при их движении через всю структуру в случае отрицательного ОЗ составляет 50 %, а при положительном ОЗ — только 5 % для типичных параметров детектора и носителей заряда (см. рис. 2, кривые 1 и 5).

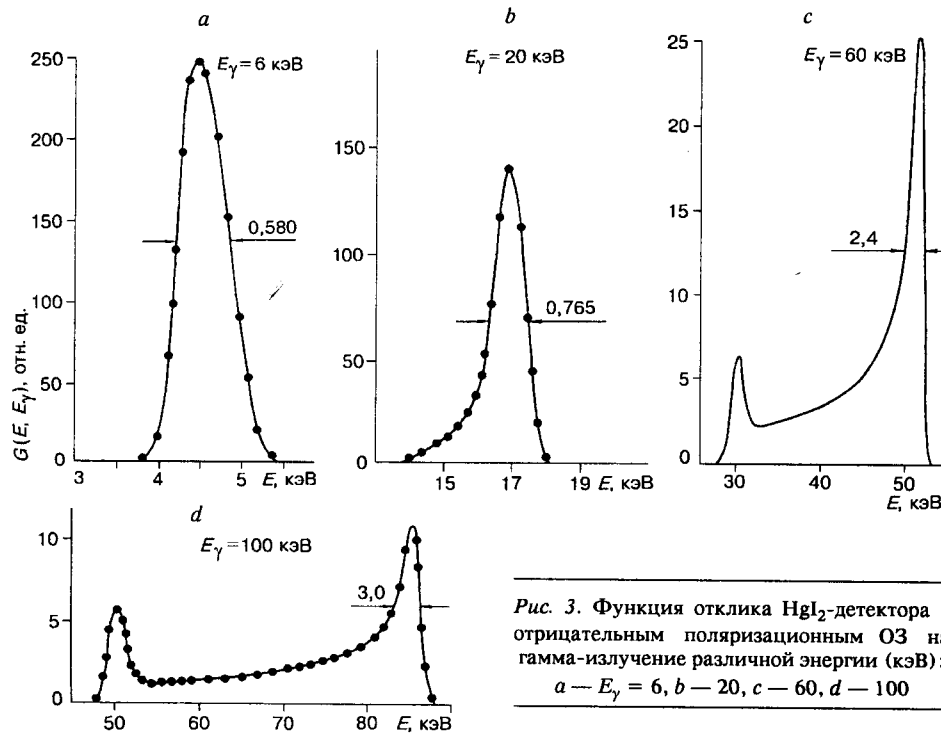


Рис. 3. Функция отклика  $\text{HgI}_2$ -детектора с отрицательным поляризационным ОЗ на гамма-излучение различной энергии (кэВ): а —  $E_\gamma = 6$ , б — 20, в — 60, д — 100

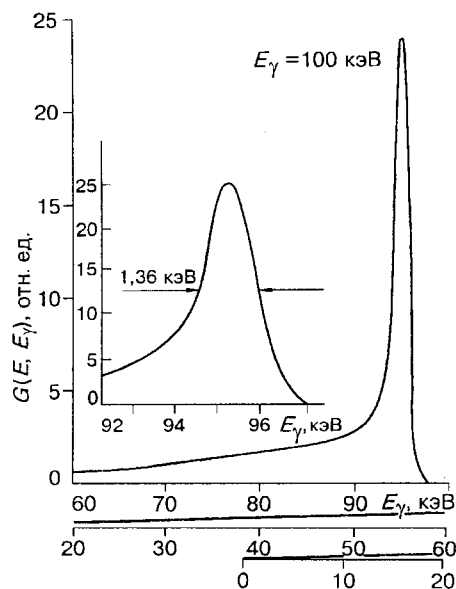


Рис. 4. Функция отклика  $\text{HgI}_2$ -детектора с положительным поляризационным ОЗ для  $E_\gamma = 100$  кэВ

Формы фотопиков, вычисленные для разных энергий гамма-квантов и знаков ОЗ, приведены на рис. 3, 4. Следует обратить внимание, что при энергии квантов выше 50 кэВ и отрицательном ОЗ фотопик распадается на два. Для положительного ОЗ формируется один пик, который показан только для энергии 100 кэВ (см. рис. 4). Раздвоение фотопика для отрицательного ОЗ согласуется с поведением коэффициента сбора заряда. Его значение при поглощении квантов в области  $B$  (см. рис. 2, кривая 1) определяет положение низкоэнергетического пика, который можно назвать дырочным, так как в его формирование вносят вклад в основном дырки,двигающиеся из области  $B$  к отрицательному электроду. Высокоэнергетический пик электронный, поскольку он формируется за счет актов поглощения в области  $A$ . Рост высоты дырочного пика по отношению к высоте электронного с увеличением энергии гамма-квантов соответствует увеличению доли взаимодействий в области  $B$  (см. рис. 3,  $c, d$ ). Отсутствие дырочного пика для энергий 6 и 20 кэВ является следствием преимущественного поглощения квантов данной энергии вблизи отрицательного электрода.

#### ВЫВОДЫ

Проведенный анализ показал, что раздвоение фотопика, наблюдающееся экспериментально при регистрации квантов с энергией порядка 50 кэВ и выше, на детекторах с большой асимметрией подвижности заряда для электронов и дырок, может быть объяснено паразитным отрицательным ОЗ в приэлектродной области.

Положительный ОЗ не вызывает раздвоения фотопика, однако наличие низкоэнергетического «хвоста» ухудшает спектрометрические возможности детектора.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Trammell R., Walter F. J. The effects of carrier trapping in semiconductor gamma-ray spectrometers // Nuclear Instruments and Methods. 1969. 76. P. 317.
2. McMath T. A., Martini M. The effect of carrier trapping on the spectrometer performance of  $p-i-n$  semiconductor detectors // Nuclear Instruments and Methods. 1970. 86. P. 245.

3. Мухачев Ю. С., Татаринов В. С., Борзенко С. Ю. и др. Вклад различных центров захвата в поляризацию алмазных детекторов ионизирующих излучений // ФТП. 1984. 18, вып. 3. С. 460.
4. Мухачев Ю. С., Татаринов В. С., Борзенко С. Ю. и др. О поляризации алмазных детекторов ионизирующих излучений // ФТП. 1983. 17, вып. 7. С. 1308.
5. Brahim T. M., Friant A., Mellet J. Structure MIS effects on polarization of HgI<sub>2</sub>-crystals used for  $\gamma$ -ray detection // IEEE Trans. on Nuclear Sci. 1985. NS-32, N 1. P. 581.
6. Залетин В. М., Фомин В. И., Кочеванов В. А. Детекторы рентгеновского и гамма-излучения на основе дийодида ртути. Новосибирск, 1984. (Препр. /СО АН СССР. ИФП; 2-84).
7. Рывкин С. М., Строкан Н. Б., Субашева Н. И. и др. О роли неоднородностей электрического поля в полупроводниковых счетчиках ядерных излучений // ФТП. 1970. 4, вып. 7. С. 1303.
8. Еремин В. К., Дененгирш С. Г., Строкан Н. Б., Тиснек Н. И. О влиянии объемного заряда на характеристики полупроводниковых детекторов // ФТП. 1974. 8, вып. 3. С. 556.
9. Залетин В. М., Кривокубов О. В., Торлин М. А., Фомин В. И. Энергетическое разрешение HgI<sub>2</sub>-детекторов рентгеновских и гамма-квантов // Атомная энергия. 1987. 63, вып. 2. С. 140.

*Поступила в редакцию 24 марта 1997 г.*