

Рентгеновский детектор на основе CdZnTe в режиме поперечной и продольной фотопроводимости

© Ю.М. Дикаев, А.А. Кудряшов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал,
141190 Фрязино, Московская обл., Россия
e-mail: ymd289@yandex.ru

Поступило в Редакцию 10 июня 2021 г.
В окончательной редакции 20 июля 2021 г.
Принято к публикации 30 августа 2021 г.

Рассмотрены режимы поперечной и продольной относительно направления излучения фотопроводимости в полупроводниковых детекторах на основе CdZnTe. В расчетах внутренняя область детектора представлена в виде параллельных слоев поглощения излучения. Проведено сравнение расчетов с экспериментально измеренными фототоками детектора с поперечным сечением 2×2 mm в зависимости от направления облучения его рентгеновскими лучами. Из соотношений фототоков в диапазоне энергий рентгеновского излучения 35–72 keV определен линейный коэффициент поглощения CdZnTe-детектора.

Ключевые слова: детектор CdZnTe, эффективная энергия, рентгеновское излучение, сопротивление, фототок, фотопроводимость.

DOI: 10.21883/JTF.2022.01.51865.46-21

Введение

Фотопроводимость полупроводников успешно используется для создания детекторов рентгеновского излучения. Перспективным материалом для детекторов в области регистрации жесткого излучения (выше 35 keV) являются кристаллы CdZnTe. В CdZnTe-детекторе область поглощения энергии фотонов расположена между контактами, подводящими внешнее напряжение (от 50 V и выше), и определяется размерами кристалла. Замечено, что в диапазоне значений эффективной энергии 28–72 keV чувствительность детектора CdZnTe в 1.5 раза выше в случае, когда рентгеновские лучи перпендикулярны приложенному электрическому полю по сравнению с чувствительностью, измеренной при направлении лучей параллельно электрическому полю [1,2]. Известны режимы „поперечной“ и „продольной“ фотопроводимости в полупроводниковых томографических детекторах на CdTe [3], где различие в величине фотопроводимости объясняется параллельным и последовательным подключением освещенного участка кристалла и слабо освещенного с более высоким сопротивлением, однако эти объяснения не подтверждены математическими расчетами.

Цель настоящей работы заключается в рассмотрении случаев „поперечной“ и „продольной“ фотопроводимости в полупроводниковых детекторах и в сравнении результатов расчета с экспериментально измеренными фототоками детектора CdZnTe при различных направлениях облучения его рентгеновскими лучами.

1. Исследование работы детектора

Рассмотрим изотропный кристалл детектора в виде объема прямоугольного параллелепипеда со сторонами: M — по оси X , L — по оси Y , D — по оси Z (см. рисунок). При приложении напряжения смещения V вдоль оси Y возникает ток свободных носителей заряда с концентрацией N , в общем случае определяемой как

$$N = N_{X\text{-ray}} + N_{\text{dark}}, \quad (1)$$

где $N_{X\text{-ray}}$ — концентрация зарядов, появившихся вследствие поглощения рентгеновских квантов, N_{dark} — количество свободных носителей заряда в отсутствие облучения, создающих „темновой“ ток. В обычных условиях работы детектора вклад этих носителей заряда незначителен, и „темновой“ ток, составляющий $\sim 10^{-9} - 10^{-8}$ A, можно не учитывать в расчетах. Также можно не учитывать и диффузионный ток в условиях слабого затухания излучения на длине распространения в кристалле.

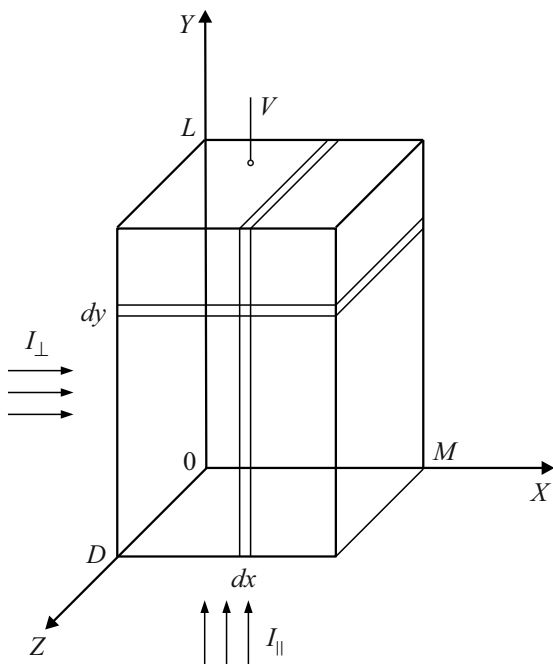
В случае „поперечного“ направления облучения кристалла, т. е. при облучении в направлении X , представим образец в виде параллельного соединения проводящих слоев толщиной dx (см. рисунок). Фототок в этом участке кристалла будет

$$dJ_{\perp} = j_x \cdot D \cdot dx, \quad (2)$$

где (с учетом диффузионного тока, см. Приложение) [4]:

$$j_x = q \cdot \mu_n \cdot N_x \cdot E, \quad (3)$$

где μ_n — подвижность носителей заряда величиной q , E — напряженность электрического поля, возникающая



Детектор в виде кристалла-параллелепипеда при поперечном (I_{\perp}) и продольном (I_{\parallel}) относительно приложенного напряжения V облучении рентгеновскими лучами.

при приложении электрического напряжения V . Пренебрегая искажением напряженности электрического поля вследствие влияния диффузионного тока и наличием „мертвых слоев“ под металлическим контактом (менее $1 \mu\text{m}$) электрода детектора, примем $E = V/L$. Под действием излучения в полупроводниковом кристалле образуется соответствующее количество носителей заряда. Концентрация носителей изменяется вследствие затухания рентгеновского излучения по закону [5]:

$$N_x = N_0 \cdot \exp(-\mu \cdot x), \quad (4)$$

где μ — линейный коэффициент поглощения излучения веществом, в общем случае зависящий от энергии, N_0 — концентрация носителей заряда вблизи облучаемой грани кристалла.

Фототок всего кристалла образца получим в результате подстановки (3), (4) в (2) и интегрирования (2) по dx от 0 до M :

$$J_{\perp} = (q \cdot \mu_n \cdot N_0 \cdot E \cdot D / \mu) \cdot [1 - \exp(-\mu \cdot M)]. \quad (5)$$

Полное сопротивление образца составит

$$R_{\perp} = V / J_{\perp} = \mu \cdot (q \cdot \mu_n \cdot N_0 \cdot L \cdot D)^{-1} \times [1 - \exp(-\mu \cdot M)]^{-1}. \quad (6)$$

Для исследования условий прохождения тока при облучении в направлении Y („продольный“ случай) представим образец в виде последовательного соединения проводящих слоев толщиной dy с электропроводностью

$\sigma = j/E$. Электрическое сопротивление отдельно взятого слоя

$$dR_{\parallel} = dy / (\sigma \cdot M \cdot D) = E \cdot dy / (j_y \cdot M \cdot D), \quad (7)$$

с плотностью электрического тока

$$j_y = q \cdot \mu_n \cdot N_y \cdot E, \quad (8)$$

где концентрация носителей изменяется вследствие затухания рентгеновского излучения по закону

$$N_y = N_1 \cdot \exp(-\mu \cdot y). \quad (9)$$

Полное сопротивление образца получим в результате подстановки (9), (8) в (7) и интегрирования (7) по dy от 0 до L :

$$R_{\parallel} = (q \cdot \mu_n \cdot N_1 \cdot M \cdot D \cdot \mu)^{-1} \cdot [\exp(\mu \cdot L) - 1]. \quad (10)$$

Из формул (6) и (10) выводится следующее соотношение:

$$R_{\parallel} / R_{\perp} = (N_0 / N_1) \cdot (L \cdot M \cdot \mu \cdot \mu)^{-1} \cdot [\exp(\mu \cdot L) - 1] \times [1 - \exp(-\mu \cdot M)]. \quad (11)$$

Величины N_0 и N_1 прямо пропорциональны значениям интенсивностей падающего рентгеновского излучения при разных направлениях потоков. Рассматривая случай одинаковых интенсивностей ($N_0 = N_1$) и квадратного сечения кристалла детектора $L = M$, выводим

$$R_{\parallel} / R_{\perp} = (L \cdot \mu)^{-2} \cdot [\exp(\mu \cdot L) - 1] \cdot [1 - \exp(-\mu \cdot L)]. \quad (12)$$

В приближении слабого затухания излучения $\mu \cdot L \ll 1$ имеем приближение $\exp(\pm \mu \cdot L) \approx \approx 1 \pm \mu \cdot L / 1! + (\mu \cdot L)^2 / 2! \pm (\mu \cdot L)^3 / 3! + \dots$ и при подстановке в (11) получим

$$R_{\parallel} / R_{\perp} \approx 1 + (\mu \cdot L)^2 / 12. \quad (13)$$

Из соотношения (13) следует, что фототок детектора под действием излучения будет больше в случае „поперечной“ фотопроводимости, чем в случае „продольной“. Кроме того, измерение соотношения $R_{\parallel} / R_{\perp}$ позволяет оценить величину коэффициента затухания излучения в объеме детектора.

В качестве экспериментальных значений взяты данные из нашей работы [1]. Измерения проводились на монокристалле n -типа $\text{Cd}_{0.9}\text{Zn}_{0.1}\text{Te}$, выращенном в ИКАН им. А.В. Шубникова. Использовался источник излучения с W -анодом. Напряжение на аноде трубки — 100 kV и ток анода — 0.1 mA . Для изготовления детекторов омические контакты наносились путем химического осаждения Au из водного раствора AuCl_3 . В таблице представлены результаты измерений. В первой горизонтальной строке расположены значения эффективных энергий рентгеновского излучения: 35, 61 и 72 keV. Эффективная энергия излучения устанавливалась мишенью из медных

Зависимость линейного коэффициента поглощения излучения μ от отношения фототока в режиме „поперечной“ фотопроводимости к фототоку в режиме „продольной“ фотопроводимости

Эффективная энергия, keV	35	61	72
Отношение фототоков в режимах „поперечной“ и „продольной“ фотопроводимостей	1.7–2	1.36	1.24
$\mu \cdot L$	2.4–3	2	1.6
μ , cm^{-1}	12–15	10	8

фильтров подбором различных толщин, а именно 0.1, 0.8 и 1.6 mm [6]. Во второй строке — отношение чувствительности детектора CdZnTe с поперечным сечением 2×2 mm в режимах „поперечной“/„продольной“ фотопроводимости, которое прямо соответствует формуле (12). В третьей строке — значения $\mu \cdot L$, рассчитанные по формуле (12). В четвертой — соответствующие линейные коэффициенты поглощения излучения веществом μ .

В рассмотренном приближении формула (12) достаточно хорошо работает для эффективных энергий рентгеновского излучения свыше 35 keV. Таким образом, определяя отношение фототоков детектора в режимах „поперечной“/„продольной“ фотопроводимости, можно установить по его значению эффективную энергию потока рентгеновского излучения, которая определяется из величины μ . Для данной конструкции фотодетектора энергию излучения можно достоверно определить в пределах < 100 keV. Если изготовить конструкцию детектора с поперечным сечением более 2×2 mm, то можно увеличить верхний предел достоверного определения эффективной энергии излучения до величины, превышающей 100 keV. Для больших энергий, когда μ становится относительно малой величиной, отношение „поперечной“/„продольной“ фотопроводимости в формуле (13) стремится к единице.

Заключение

В работе рассмотрены режимы „поперечной“ и „продольной“ фотопроводимости в полупроводниковых детекторах CdZnTe. Расчеты соотношения „поперечной“/„продольной“ фотопроводимости сравнены с экспериментально измеренными фототоками CdZnTe-детектора в зависимости от направления его облучения рентгеновскими лучами. Из соотношения фототоков можно определить линейный коэффициент поглощения излучения веществом в диапазоне рентгеновского излучения 35–100 keV и эффективную энергию.

Приложение

Полный ток носителей заряда (электронов) складывается из дрейфового и диффузионного тока [4]:

$$j_x = j_{drift} + j_{diff} = q \cdot \mu_n \cdot N_x \cdot E + q \cdot \mu_n \cdot (k \cdot T/q) \times dN_x/dx, \quad (\text{П1})$$

где $k \cdot T/q$ — тепловой потенциал, равный 0.026 V при комнатной температуре. После подстановки (4) в (П1) получаем

$$j_x = q \cdot \mu_n \cdot N_0 \cdot \exp(-\mu \cdot x) \cdot [E - \mu \cdot (k \cdot T/q)]. \quad (\text{П2})$$

Тогда диффузионным током пренебрегаем, как малой величиной, в случае

$$E \gg \mu \cdot (k \cdot T/q). \quad (\text{П3})$$

Пренебрегая „мертвым слоем“ [7] $E = V/L$, получаем

$$V \gg 0.026 \cdot \mu \cdot L. \quad (\text{П4})$$

Из таблицы находим, что $\mu \cdot L \leq 3$, из чего следует, что пренебречь диффузионным током при приложении напряжения смещения можно в случае

$$V \gg 0.078 \text{ V}. \quad (\text{П5})$$

В работе [1] использованы напряжения смещения 200 и 400 V.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках Государственного задания.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Ю.М. Дикаев, А.А. Кудряшов, А.Г. Петров. Биомедицинская радиоэлектроника, **22** (7), 75 (2019).
- [2] В.Ф. Дворянкин, Г.Г. Дворянкина, А.А. Кудряшов, А.Г. Петров, В.Д. Голышев, С.В. Быкова. ЖТФ, **80** (2), 149 (2010).
- [3] Е.Н. Аркадьева, В.П. Карпенко, Л.В. Маслова, О.А. Матвеев, С.М. Рывкин, А.И. Терентьев. ЖТФ, **51** (9), 1933 (1981).
- [4] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (Наука, М., 1977), с. 14.
- [5] Л.Л. Гольдин, Г.И. Новикова. *Введение в квантовую физику* (Наука, М., 1988), с. 157.
- [6] В.В. Клюев. *Рентгенотехника: справочник. Кн. 1.* (Машиностроение, М., 1992), с. 28.
- [7] Дж. Дирнли, Д. Нортроп. *Полупроводниковые счетчики ядерных излучений* (Мир, М., 1966)