

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-115

P14-97-115

И.В.Алексеев¹, С.Г.Абдинова²

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОТКЛИКА
НЕЛИНЕЙНОГО ДЕТЕКТОРА γ -ИЗЛУЧЕНИЯ
НА ОСНОВЕ $TlInSe_2$

Направлено в журнал «Nuclear Instruments and Methods, A»

¹Институт физики АН Азербайджана, 370143, Баку, Азербайджан

²Кафедра физики, Нефтяная академия, 370020, Баку, Азербайджан

1997

Спектральное распределение эффективности $f(E)$ и отклика $I(E)$ являются важными характеристиками детекторов и детекторных материалов. Первая рассчитывается методом Монте-Карло, который, как известно, позволяет решать задачи о поглощении радиации в ограниченных средах. Такие расчеты для твердотельных детекторов проводились рядом авторов [1-3].

Расчет спектра $I(E)$ в линейном случае также не составляет труда, так как, исключая область очень малых энергий E , он идентичен спектру $f(E)$. Однако, как правило, полупроводники с высокой чувствительностью к радиации, такие, как $CdSe$, $CdTe$, $TlInSe_2$, имеют сублинейную амперваттную характеристику (АВХ). В этом нелинейном случае упомянутая идентичность уже не имеет места. Вид $I(E)$ определяется уже не только процессом генерации свободных зарядов (как для $f(E)$ или $I(E)$ в линейном случае), но также и процессами обмена между зоной разрешенных состояний и локальными центрами запрещенной зоны. Существенно влияет на $I(E)$ в нелинейном случае также и неравномерность поглощения радиации по глубине образца.

В настоящей работе показано, что при определенных условиях расчет $I(E)$ в нелинейном случае может быть проведен на основе данных по $f(E)$ с использованием некоего параметра $s \leq 1$, получаемого аналитически и содержащего сведения о форме экспериментальных АВХ детектора. Для расчета $f(E)$ использовалась программа моделирования электромагнитных ливней $ELSS$ [4], адаптированная для ПВЭМ-типа $IBMPC$. Эффективность, имеющая смысл относительной доли энергии фотона, преобразованной в кинетическую энергию свободных зарядов в объеме образца, определялась в $ELSS$ как отношение $E - W/E$, где E - энергия γ -кванта, падающего на образец, а W - суммарная энергия γ -квантов и свободных зарядов, покидающих образец.

Как упоминали, кристаллы $TlInSe$ имеют сублинейную АВХ. Она может быть представлена степенной функцией $I \sim G^\alpha$, где I - отклик детектора, G - мощность излучения, поглощенная в образце, а показатель $\alpha \leq 1$ определяется экспериментально [5]. Следовательно, для случая равномерного (слабого) поглощения спектр $I(E)$ можно описать следующим соотношением:

$$I(E) = I(E') \left\{ \frac{G(E)}{G(E')} \right\}^\alpha \quad (1)$$

Здесь E' - любое фиксированное значение энергии из рассматриваемого интервала.

Для спектра $I_F(E)$, приведенного к равной плотности потока энергии излучения F , в соотношении (1) G можно заменить на f :

$$I_F(E) = I(E') \left\{ \frac{f(E)}{f(E')} \right\}^\alpha \quad (2)$$

В общем случае соотношения (1) и (2) нуждаются в коррекции, учитывающей влияние нелинейности в условиях неравномерного поглощения радиации по толщине образца. Для этого рассмотрим отношение

$$s(E) = I(E)/I(E'), \quad (3)$$

где I и I' - отклик образца для двух предельных случаев: отсутствия диффузионного выравнивания и, наоборот, "мгновенного" диффузионного выравнивания по толщине образца концентрации свободных зарядов, генерированных радиацией.

Опуская элементарные рассуждения, запишем для I и I' :

$$I(E) = a \int j(x) dx = a j(x=0) \int \left(\frac{g(x)}{g(x=0)} \right)^\alpha dx, \quad (4)$$

$$I(E) = ad \cdot j(x=0) \left(\frac{\bar{g}}{g(x=0)} \right)^\alpha, \quad (5)$$

где использовали соотношение типа (1), примененное к плотности тока j , текущего в элементарном слое образца. В (4) и (5) $g(x=0)$ - мощность излучения, поглощенная в единице объема элементарного слоя на приемной поверхности образца, $j(x=0)$ - плотность тока в этом слое, $g(x)$ и $j(x)$ - то же для слоя на глубине x , ad - площадь электродов образца, а \bar{g} - отношение G к объему образца, т.е.

$$\bar{g} = \frac{1}{d} \int g(x) dx.$$

Отметим, что $j(x=0)$ в выражениях (4) и (5) идентичны, а $g(x) = F(0)\mu_n \exp(-\mu x)$, где μ_n и μ - линейные коэффициенты поглощения энергии и ослабления соответственно. Поэтому после несложных преобразований получим

$$s(E) = \frac{(\mu d)^\alpha (1 - \exp(-\mu d \alpha))}{\mu d \alpha (1 - \exp(-\mu d))^\alpha} \quad (6)$$

При определении (6) мы пренебрегли незначительным изменением качественного состава излучения с глубиной.

Соотношения (1) и (2), описывающие спектральное распределение отклика нелинейного детектора для случая равномерного (слабого) поглощения, справедливы, очевидно, и для $I(E)$, введенного для случая "мгновенного" диффузионного выравнивания концентрации генерированных свободных зарядов. Поэтому

$$I(E) = \frac{I(E')}{G^\alpha(E')} G^\alpha(E) s(E),$$

или в расчете на единицу плотности потока энергии:

$$I_F(E) = \frac{I(E')}{f^\alpha(E')} f^\alpha(E) s(E). \quad (7)$$

Выражение (7) используется в случаях, когда можно пренебречь влиянием диффузии на распределение концентрации генерируемых радиацией свободных зарядов. Такая ситуация реализуется в полупроводниках с монополярной проводимостью и достаточно высокой чувствительностью к излучению [6]. К таким полупроводникам относятся и $TlInSe_2$.

Из (6) видно, что $s = 1$ при слабом поглощении ($\mu d \ll 1$) и убывает с усилением поглощения до значения $s = (\mu d)^\alpha / \mu d \alpha$ при $\mu d \gg 1$.

Таким образом рассмотренный коэффициент s корректирует эффект, обусловленный нелинейностью детектора в условиях неоднородного поглощения радиации и приводящий к относительному снижению чувствительности детектора с длинноволновой стороны спектра. Эффект тем значительнее, чем сильнее поглощение и отклонение АВХ от линейной, т.е. чем больше μd и меньше α .

Сравнение расчета с экспериментом проводили для спектров, приведенных к равной мощности экспозиционной дозы P , т.к. мониторинг пучка излучения в этом случае осуществляется проще. Для данного спектра выражение (7) приобретает вид

$$I_p(E) = const \cdot (F_0(E) \cdot f(E))^\alpha \cdot s(E), \quad (8)$$

где $I_p(E)$ - плотность потока энергии излучения, создающая единичную экспозиционную дозу, численно равная отношению энергетического эквивалента рентгена к массовому коэффициенту поглощения энергии в воздухе [7]. В отличие от расчетов, где излучение предполагали монохроматическим, в эксперименте использовали сплошное тормозное излучение, гомогенизированное посредством медной фильтрации. Измерения проведены в интервале 0.02 - 0.13 МэВ эффективных энергий рентгеновского излучения и дополнены точкой $E = 1.25$ МэВ. Методика измерений описана в [5].

На рис.1 приведены экспериментальные кривые спектров $I_p(E)$ для образцов $TlInSe_2$ различной толщины. В нижней части того же рисунка - кривые, рассчитанные по (8) для тех же образцов. Показатель степени α для исследованных образцов составлял 0.5.

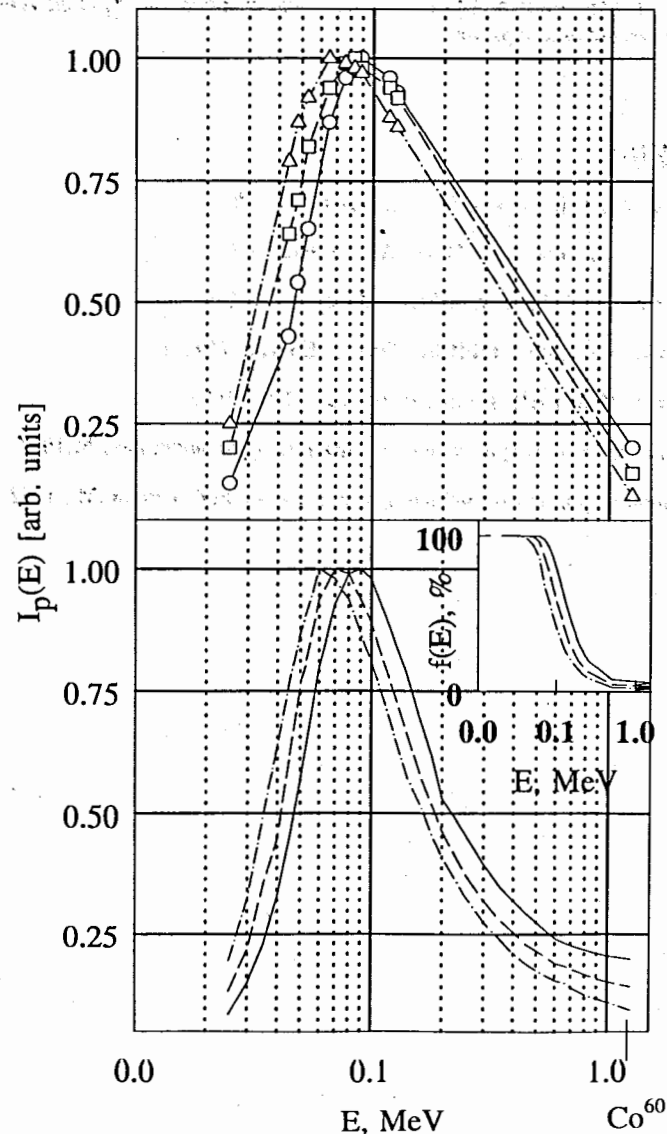
В расчетных спектрах, как и в экспериментальных, наблюдаем наличие широкого максимума, его смещение с изменением толщины образцов, крутой спад с длинноволновой стороны спектра и пологий - с коротковолновой.

Заметно отклонение данных эксперимента от расчетных в интервале 90 - 130 кэВ. Превышение экспериментальных данных над расчетными обусловлено свойством монте-карловской программы *ELSS*, где невозможно учесть значительный скачок поглощения в $TlInSe_2$ при $E = 85.5$ кэВ (*K*-скачок *Tl*).

О правомерности описанной методики расчета говорит, помимо схожести общего вида расчетного и экспериментального спектров, также и согласие по такой количественной характеристике спектра, как отношение отклика в максимуме спектра к отклику в точке $E = 1.25$ МэВ. Для образцов с толщиной $d = 0.05$ см, 0.104 см и 0.21 см расчет дает значения 10.75, 7.04 и 5.05 соответственно, а измерения по исследованной группе образцов дали средние результаты :10, 7 и 5.

ВЫВОДЫ

Расчет спектрального распределения отклика полупроводникового детектора с нелинейной характеристикой возможен на основе данных по эффективности, полученных методом Монте-Карло. Нелинейность характеристики и неоднородность поглощения радиации в объеме чувствительного элемента учитываются с помощью корректирующего коэффициента $s \leq 1$. Данный метод расчета не требует сведений о рекомбинационных и иных захватных процессах в полупроводнике. Он используется, когда



Экспериментальные (верхняя часть рисунка) и расчетные (нижняя часть рисунка) кривые спектрального распределения отклика образцов $TlInSe_2$ с толщиной $d = 0.21$ см (сплошная), 0.104 см (штриховая) и 0.05 см (штрихпунктирная линии). В углу нижнего рисунка - кривые эффективности $f(E)$ соответствующих образцов.

можно пренебречь влиянием диффузии на распределение концентрации генерируемых радиацией свободных зарядов.

Литература

- [1] E.Caroli et al. Nucl. Instr. and Meth. A322 (1992) ,39
- [2] U.Corti et al. Nucl. Instr. and Meth. A322 (1992) 591
- [3] U.Bottigli et al. Nucl. Instr. and Meth. A338 (1994) 549
- [4] Ц.А. Аматуни. Препринт ЕФИ-375(50)-84, Ереван, (1984)
- [5] И.В. Алексеев. Изв. РАН, Неорг. матер., 28, 2404, 1992
- [6] С.М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.1963
- [7] В.П. Машкевич. Защита от ионизирующих излучений. Справ.,М., 1982

Рукопись поступила в издательский отдел
3 апреля 1997 года.

Алексеев И.В., Абдинова С.Г.

P14-97-115

Спектральное распределение отклика нелинейного детектора γ -излучения на основе TlInSe_2

С использованием метода Монте-Карло рассчитано спектральное распределение отклика TlInSe_2 -детектора γ -излучения. Нелинейность детектора и неоднородность поглощения радиации учитывали с помощью корректирующего коэффициента $s(E)$, который зависит от энергии γ -квантов, толщины кристалла и формы АВХ. Данный способ коррекции правомерен в случае, когда несущественно влияние диффузии на распределение неравновесных носителей заряда в объеме полупроводника. Проведено сравнение расчета с экспериментом в интервале 0,02 — 1,25 МэВ энергий γ -квантов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им.И.М.Франка ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1997

Перевод авторов

Alekseyev I.V., Abdinova S.G.

P14-97-115

The Calculation of the Spectral Distribution of the Response of Non-Linear Detector for γ -Radiation

Spectrum distribution of response of TlInSe_2 γ -detector was calculated using Monte Carlo method. Non-linearity of amper-watt characteristics (AWC) of the detector and inhomogeneity of radiation in the crystal were corrected by means of the coefficient $s \leq 1$, which depends on γ -quantum energy, crystal thickness and the form of AWCH. The comparison of the calculated and experimental data was carried out in the range of 0.02 — 1.25 MeV.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1997