

01;12

## Амплитуда сигнала и форма спектра амплитуд детектора при неполном переносе заряда

© Н.Б. Строкан

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 12 мая 1998 г.)

Рассмотрен отличный от режима высокого разрешения по энергии случай, когда отношение протяженности рабочей зоны детектора к длине дрейфового смещения носителей нельзя считать малым ( $\ll 1$ ). Анализ проведен применительно к детекторам на основе полуизолирующего арсенида галлия (SI GaAs) при регистрации короткопробежных ионов. Полагается, что основной захват носителей происходит во время их дрейфа. Показано, что получаемые выражения для амплитуды сигнала и формы спектра содержат три независимых параметра. Определение их значений в ходе эксперимента позволяет найти величину средней напряженности поля и скорости его распространения в структуре в функции приложенного напряжения, а также величину времени жизни носителей до захвата и меру неоднородности захвата по объему рабочей зоны детектора.

За последние годы в физике высоких энергий обозначились задачи, для решения которых требуются полупроводниковые детекторы, способные работать в сильных радиационных полях. В этой связи детально изучается радиационная стойкость детекторов на основе высокоомного кремния, технология которых хорошо отработана. Кроме того, исследуются возможности новых материалов, в частности SI GaAs. Низкая проводимость достигается в нем за счет компенсации донорных и акцепторных центров. В итоге как для облученного (первоначально чистого) Si, так и для исходного Si GaAs характерно наличие в объеме детектора значительного количества центров захвата носителей заряда. Последнее приводит к неполному переносу создаваемого ядерным излучением неравновесного заряда.

В настоящей работе рассматривается поведение основных характеристик детектора — средней амплитуды сигнала и спектра амплитуд при проявлении центров захвата в объеме материала. Расчет проведен применительно к детектору на основе SI GaAs и регистрации короткопробежного излучения.

1. Типичная геометрия опыта, когда облучение производится со стороны  $p^+$ -контакта, приведена на вставке к рис. 1. Структура детектора обеднена частично — до плоскости  $W$  при общей протяженности  $d$ . Распределение пар электрон-дырка в треке (длиною  $R < (W, d)$ ) задается функцией  $G(y)$ . Полагается, что из двух каналов потерь заряда — рекомбинации непосредственно в треке частицы либо локализации в ходе дрейфа преобладает второй механизм [1]. При локализации сигнал помимо характера захвата определяется также законом индукции. В итоге заряд, перенесенный в области электрического поля напряженностью  $E$ , описывается как

$$q_0 = dx/WG(y) \exp(-dx/\mu E\tau) dy. \quad (1)$$

Формула отражает, что электроны из слоя  $y$  движутся со скоростью  $\mu E$  ( $\mu$  — подвижность носителей тока) и подвергаются захвату с характеристическим временем  $\tau$ .

Вклад в сигнал в плоскости  $W$  определяется, согласно [2,3], пройденной электроном до захвата разностью потенциалов  $\Delta V(x)$ , где  $V(x)$  — профиль потенциала в конденсаторе эквивалентной детектору геометрии (плоской, цилиндрической, сферической) при объемном заряде, равном нулю. Для нашего случая это сводится к доле пройденного пути от межэлектродного расстояния  $[0, W]$ .<sup>1</sup>

Будем исходить далее из модели формирования области поля в SI GaAs, предложенной в [5]. Для нее характерна весьма слабая зависимость поля  $E$  от координаты. Это позволяет положить длину дрейфового переноса  $\mu E\tau$  постоянной в области поля. Учтем также соотношение  $R < W, d$ . Тогда для сигнала в плоскости  $W$ , нормированного на внесенный альфа-частицей заряд, имеем

$$q = (\mu E\tau/W)[1 - \exp(-W/\mu E\tau)] \times (\mu E\tau/R)[\exp(R/\mu E\tau) - 1]. \quad (2)$$

Для детектора на основе SI GaAs полученное выражение следует умножить на фактор  $W/d$ , учитывающий медленную релаксацию полуизолирующей базы структуры. В итоге при  $R \rightarrow 0$  для сигнала детектора получаем

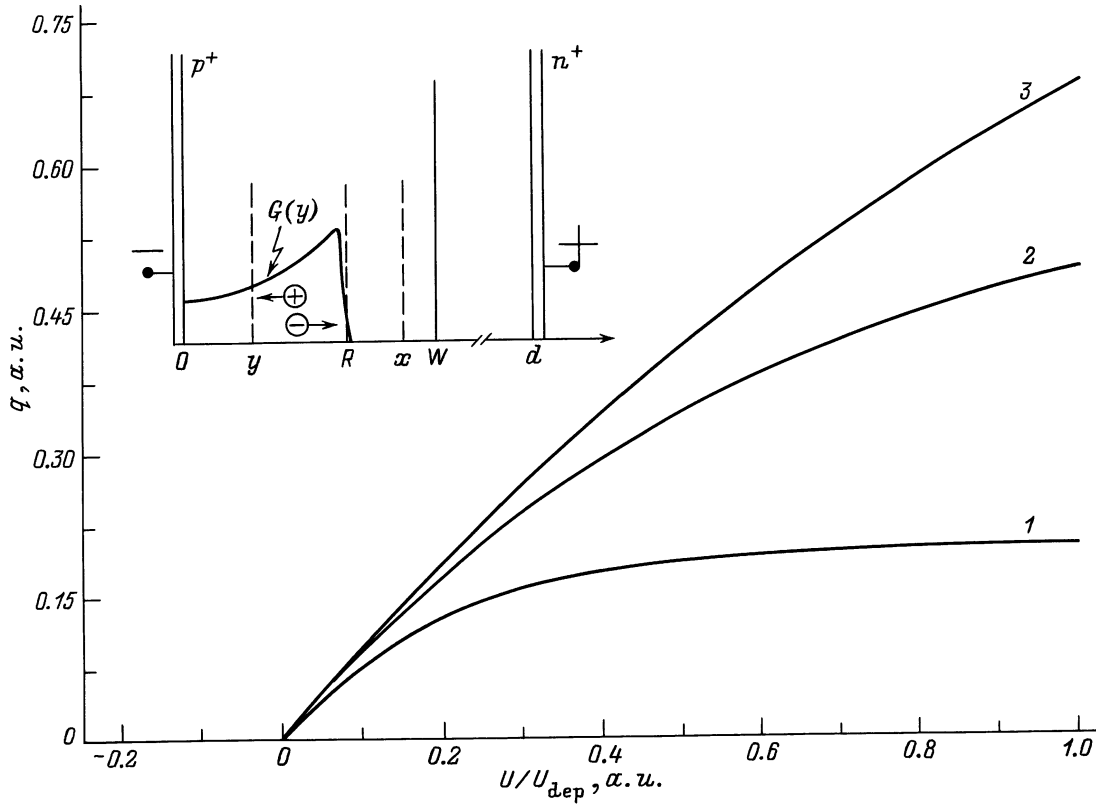
$$q = (\mu E\tau/W)[1 - \exp(-W/\mu E\tau)](W/d). \quad (3)$$

Поскольку на опыте снимаются зависимости сигнала от напряжения на детекторе  $U$ , то определяющей для конечного вида (3) является функция  $W = f(U)$ . В указанной выше модели [5]  $W = \gamma U$ , где  $1/\gamma = E_{av}$  — средняя величина поля, и формула (3) преобразуется к виду

$$q(U) = (\mu\tau/\gamma d)[1 - \exp(-\gamma^2 U/\mu\tau)] = P_1[1 - \exp(-P_2 U)], \quad (4)$$

где параметры  $P_1 = \mu\tau/\gamma d$  и  $P_2 = \gamma^2/\mu\tau$ .

<sup>1</sup> Структура формулы (1) впервые была предложена в работе [4], однако авторы допустили неточность в трактовке закона индукции, учитывая объемный заряд в ходе потенциала  $V(x)$ .



**Рис. 1.** Амплитуда сигнала детектора в функции напряжения смещения:  $d/\mu E\tau = 5.0$  (1), 1.66 (2), 0.83 (3);  $\tau = 1.0$  (1), 3.0 (2), 6.0 ns (3). На вставке приведена рассматриваемая геометрия структуры.

При увеличении  $U$  до обеднения структуры в формуле (3) надо положить  $W = d$ . Кроме того, на практике обеднение наблюдается при значительных напряженностях поля  $E$ , когда происходит насыщение дрейфовой скорости  $v_s = \mu E$ . В этих условиях зависимость  $q(U)$  исчезает и сигнал достигает предельного значения

$$q_{\max} = (v_s \tau / d) [1 - \exp(-d/v_s \tau)]. \quad (5)$$

На рис. 1 приведен ход заряда в функции напряжения на детекторе, нормированного на значение обеднения  $U_{\text{dep}} = d/\gamma$ . При расчете по формуле (4) использовались характерные для практики величины:  $\gamma = 10^{-4}$  cm/V,  $d = 5 \cdot 10^{-2}$  cm,  $v_s = 10^7$  cm/s. Значения параметра  $d/\mu E\tau$  задавались 0.83, 1.66 и 5.0, что соответствует временам жизни 6.0, 3.0 и 1.0 ns. Видно, как с ростом  $d/\mu E\tau$  зависимость  $q(U)$  стремится к насыщению. Одновременно максимально реализуемая амплитуда представляет собой плавно спадающую функцию  $d/\mu E\tau$  (см. формулу (5) и вставку на рис. 3). Для практики важно, что, аппроксимируя данные эксперимента по формуле (4), можно найти величины  $P_1$  и  $P_2$ , причем их произведение  $P_1 \cdot P_2 = \gamma/d$  дает значения  $(U_{\text{dep}})^{-1}$  и средней напряженности поля  $1/\gamma = E_{\text{av}}$ . Далее из величины  $P_1$  определяются значения  $\tau$ .

2. Получим в рамках рассматриваемой модели выражение для формы амплитудного спектра  $dN/dq = f(q)$ .

Для этого надо указать причину разброса значений  $q$ . Логично связать разброс с флуктуациями по объему детектора времени захвата носителей  $\tau$  как параметра, наиболее чувствительного к совершенству структуры материала.<sup>2</sup> Далее, для распределения значений  $\tau$  примем закон Гаусса. Последний является наиболее вероятной формой, когда отклонение от среднего значения переменной величины меньше самого среднего  $|\tau - \tau_0| < \tau_0$ ,

$$dN/d\tau = \exp[-(\tau - \tau_0)^2/2\sigma^2]/\sqrt{2\pi}\sigma, \quad (6)$$

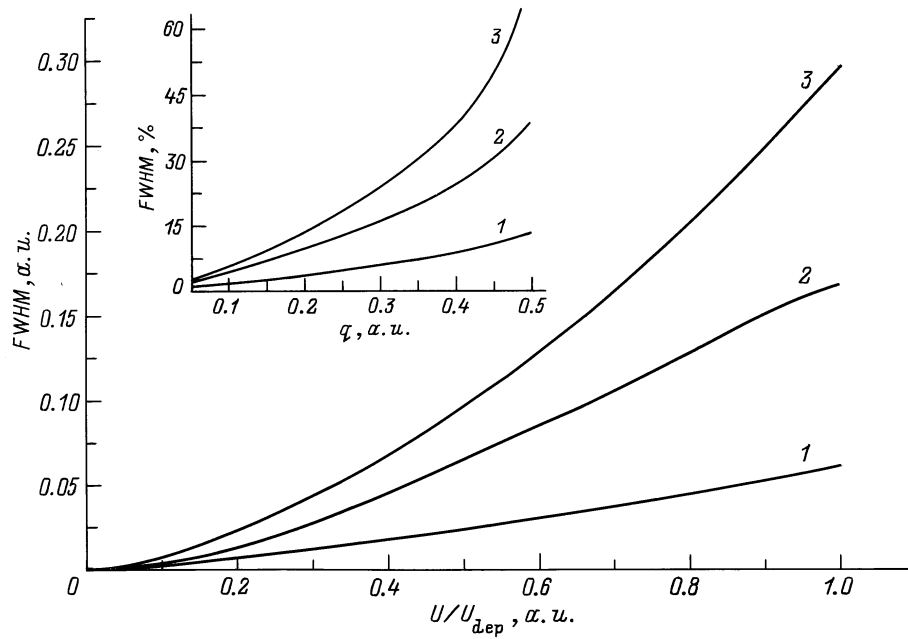
где  $\sigma$  — дисперсия.

Введем ширину распределения  $\tau$  на уровне 0.5 от максимума, отнесенную к средней величине  $R_\tau = 2.35\sigma/\tau_0$ . Тогда, опуская постоянные величины, для формы спектра получаем ( $P_2$  соответствует значению  $\tau_0$ ,  $z = \tau/\tau_0$ )

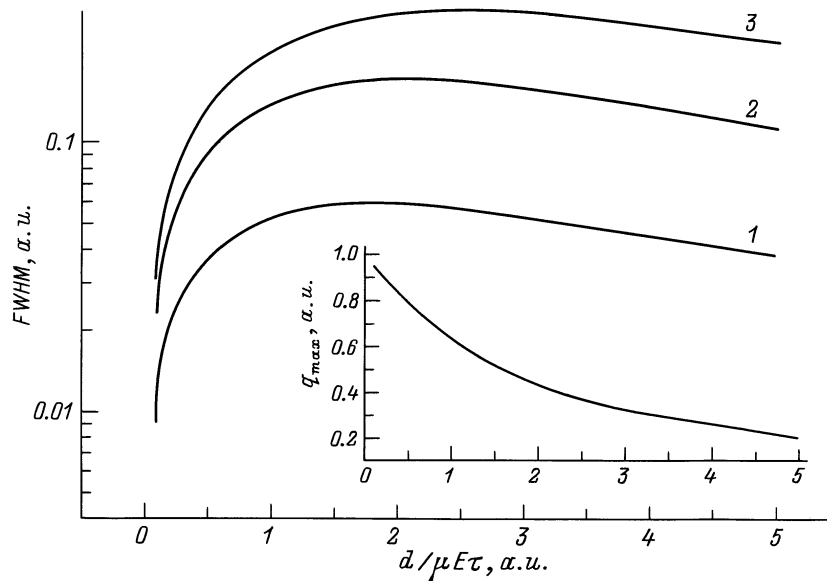
$$\begin{aligned} dN/dq &= (dN/d\tau)/(d\tau/dq) \\ &= \frac{\exp[-(z-1)^2/0.362R_\tau^2]}{1 - [1 + P_2(U/z)] \exp[-P_2(U/z)]}. \end{aligned} \quad (7)$$

В режиме обеднения структуры, когда заряд описывается формулой (5), числитель (7) остается прежним, а знаменатель выражается через параметр  $P_1$  как

<sup>2</sup> Вопрос о неоднородности захвата впервые рассматривался в работе [6].



**Рис. 2.** Зависимость ширины спектральной линии от напряжения смещения на детекторе:  $R_\tau = 0.2$  (1), 0.6 (2), 1.2 (3);  $\tau = 3.0 \text{ ns}$ ,  $d/\mu E\tau = 1.66$ . На вставке — ширина линии, отнесенная к амплитуде, в функции амплитуды сигнала.



**Рис. 3.** Зависимость ширины спектральной линии от соотношения протяженности области поля и длины дрейфового смещения: 1–3 — то же, что и на рис. 2. На вставке — то же для амплитуды индуцированного заряда.

$[1 - (1 + 1/zP_1) \exp(-1/zP_1)]$ . Форма спектра (как и средняя величина сигнала) от смещения  $U$  уже не зависит.

Построение спектров выявило, что форма спектральной линии, согласно (7), чувствительна к степени неоднородности времени захвата  $R_\tau$ . Так, при значительных  $R_\tau \approx 1$  линия асимметрична и имеет затянутый левый край. При понижении  $R_\tau$  линия симметризуется. Количественной характеристикой формы линии принято

считать ее ширину на половине высоты. Оказалось, что с ростом смещения на детекторе ширина линии также растет, выходя на насыщение в режиме обеднения структуры (рис. 2). Последнее противоречит практике спектрометрических детекторов при переносе заряда, близком к полному. Соответственно наблюдается близкий к параболическому рост значений разрешающей способности от величины индуцированного заряда (вставка на рис. 2).

На рис. 3 для случая обеднения структуры прослежены зависимости ширины линии и амплитуды от параметра  $d/\mu E\tau$ . Как отмечалось выше, для  $q_{\max}$  характерен существенный спад, в то время как ширина линии в интервале  $d/\mu E\tau = 1-5$  меняется слабо. Однако ширина линии существенно зависит от неоднородности захвата носителей заряда ( $R_\tau$ ). Последнее позволяет при известном отношении  $d/\mu E\tau$ , сопоставляя измеряемые значения ширины линии с данными рис. 3, определить величину  $R_\tau$ .

3. В заключение отметим основные, на наш взгляд, результаты. Рассмотрена работа детектора в условиях сильного захвата носителей заряда, происходящего путем локализации. Получены выражения для формы спектральной линии и средней амплитуды сигнала в функции смещения на детекторе.

Формулы содержат три независимых параметра, определяемых в ходе опыта. Сопоставление данных расчета и опыта позволяет в принципе определить структуру электрического поля детектора и характеристики материала, обуславливающие перенос носителей. Это — протяженность области поля и средняя его напряженность; время жизни дрейфующих носителей до локализации на центрах захвата, а также степень однородности захвата по объему детектора.

Отмечены отличия от случая слабого захвата, главное из которых — рост ширины спектральной линии с напряжением смещения на детекторе (с величиной амплитуды сигнала).

Если захват проявляется так же, как рекомбинация носителей в состоянии "плазмы трека", то после полного обеднения детектора должен происходить рост сигнала с напряжением смещения. При этом потери заряда будут падать с напряженностью поля  $E$  как  $1/E$  для легких и  $\ln(1/E)$  для тяжелых ионов [7].

Автор выражает признательность Е.М. Вербицкой, В.К. Еремину и А.М. Иванову за ценные замечания.

## Список литературы

- [1] *Маковский Л.Л., Строкан Н.Б., Тиснек Н.И.* // ФТП. 1968. Т. 2. Вып. 7. С. 972–977.
- [2] *Gavalleri G., Gatti E., Fabri G., Svelto V.* // Nucl. Instr. Meth. 1971. Vol. 92. P. 137–141.
- [3] *Еремин В.К., Даненгириш С.Г., Строкан Н.Б., Тиснек Н.И.* // ФТП. 1974. Т. 8. Вып. 3. С. 556–561.
- [4] *Miller G.L., Gibson W.M.* // Nuclear Electronics. 1962. Vol. 1. P. 477–485.
- [5] *McGregor D.S., Rojeski R.A., Knoll G.F. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1994. Vol. A343. P. 527–538.
- [6] *Makovsky L.L., Strokhan N.B., Tisnek N.I.* // IEEE Trans. Nucl. Ser. 1968. Vol. 15. P. 304–309.
- [7] *Eremin V., Ilyashenko I., Strokhan N., Schmidt B.* // Nucl. Instr. Meth. 1996. Vol. A377. P. 184–190.