

ОСОБЕННОСТИ ФОРМЫ ЛИНИИ ПРИ СПЕКТРОМЕТРИИ ИОНОВ Si-ДЕТЕКТОРАМИ

© И.Н.Ильяшенко, Н.Б.Строкан, Б.Шмидт*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

* Институт физики ионных пучков и исследования материалов
Исследовательского центра Россендорф, D-01314 Дрезден, Германия.
(Получена 31 января 1996 г. Принята к печати 5 февраля 1996 г.)

Предлагается модель, объясняющая характерные искажения формы спектральной линии Si-детектора при регистрации тяжелых ионов. Появление группы импульсов в правой (высокоэнергетичной) области амплитудного спектра связывается с рекомбинацией неравновесного заряда. Рекомбинация происходит в приповерхностной области детекторной структуры, где перенос заряда осуществляется путем диффузии. Флуктуации амплитуды сигнала возникают вследствие участия атомов отдачи Si, которые рождают пары электрон-дырка в конкретных сечениях «входного окна» детектора. Непосредственно тяжелые ионы производят ионизацию по глубине равномерно, что приводит к определенным потерям заряда, но не сопровождается заметными флуктуациями.

Последние годы характеризуются появлением Si-детекторов нового поколения, выполненных по планарной технологии. На детекторах такого типа для легких ионов достигнуты теоретически возможные значения разрешающей способности по энергии. Напомним, что предельные (для используемого «ионизационного» метода) значения связаны с флуктуациями, сопутствующими преобразованию энергии иона в регистрируемый заряд электронно-дырочных пар. Это — изменяющиеся от иона к иону потери энергии в актах упругого рассеяния на атомах решетки Si, а также неоднозначность числа пар, рождаемых в ходе ветвящихся каскадов ионизаций.

Оценки в работе [1], проведенные на основании расчетов Линдхарда [2], а также недавнее [3] детальное моделирование процесса торможения в Si α -частиц естественного распада ($E = 5 \div 9$ МэВ) дали адекватное описание наблюдаемой на опыте формы спектральной линии. Именно линия оказывается асимметричной с характерным для ядерного рассеяния замедлением спада в области малых энергий (левый край спектра). Правый край хорошо описывается законом Гаусса.

Однако в случае тяжелых ионов при понижении энергии до 1 МэВ за гауссовым спадом наблюдается появление группы импульсов, обра-

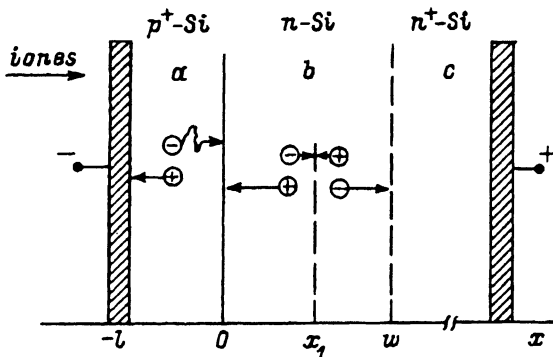


Рис. 1. Схематическое представление структуры $p^+ - n - n^+$ -детектора. Выделены области: a — диффузии электронов, b — дрейфа электронов и дырок, c — нейтральной базы n -типа.

зующих «плечо».¹ Природа такого искажения формы спектральной линии однозначной трактовки в литературе не имеет.

В статье предлагается модель, объясняющая возникновение плеча рекомбинацией неравновесных носителей заряда в узкой области «входного окна» детектора, где электрическое поле отсутствует (либо слабо) и транспорт заряда происходит путем диффузии. Таким образом, эффект объясняется проявлением характерного для полупроводников механизма — захвата носителей.

1. Захват носителей несовершенствами структуры материала детектора, как негативный для полупроводниковой спектроскопии процесс, детально обсуждался в литературе (см., например, [5]). Покажем, что в условиях переноса неравновесного заряда путем диффузии захват с последующей рекомбинацией носителей обуславливает наличие в амплитудном спектре плеча, расположенного именно в области больших амплитуд. Это положение, на первый взгляд, противоречит устоявшемуся мнению, что захват ответственен за появление «хвостов» (tailing) в области малых энергий.

В этой связи отметим, что ранее анализ проводился для дрейфового переноса заряда в рабочей зоне детектора — в области сильного поля структуры $[0, w]$ (рис. 1). Было показано, что следует разделять два варианта в зависимости от последующей судьбы захваченного носителя. Во-первых, захват носителя заряда, для определенности электрона, каким-либо центром может произойти как процесс удержания носителя на время, большее постоянной формирования сигнала регистрирующей электроникой θ . Этот случай известен как локализация носителя.

Для амплитуды сигнала весьма важно, что в силу закона индукции необходимо учитывать путь, пройденный носителем до локализации. В результате амплитуда оказывается параболически зависимой от координаты генерации пар. На рис. 2 приведен для наглядности ход амплитуды сигнала для простейшего случая, когда длины дрейфового смещения электронов и дырок равны. Принято также, что генерация пар частицей (квантом) сосредоточена в слое (точке) при координате

¹ Наиболее четко возникновение плеча (shoulder) прослежено в работе [4] на детекторах поверхностно-барьерного типа.

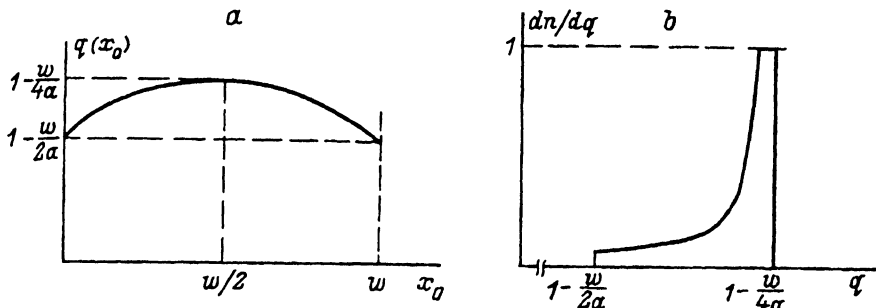


Рис. 2. Формирование амплитудного спектра для случая локализации носителей при дрейфовом переносе в области поля; *a* — ход амплитуды сигнала от точки генерации электронно-дырочных пар; *b* — вид амплитудного спектра, соответствующего параболической зависимости амплитуды согласно рис. *a*.

x_0 , причем значения x_0 равновероятны. Амплитуда описывается известной формулой

$$q(x_0) = 1 - \frac{(w - x_0)^2 + x_0^2}{2aw}, \quad (1)$$

где $a = \mu F \tau$, μ — подвижность, τ — время жизни носителей; F — напряженность электрического поля. Форма спектральной линии получается из зависимости $q(x_0)$ стандартным путем,

$$\left(\frac{dn}{dq}\right) = f[q(x_0)] = \frac{dn}{dx_0} \frac{dx_0}{dq} = \frac{N}{w} \left(\frac{dq}{dx_0}\right)^{-1}, \quad (2)$$

где N — общее число импульсов в спектре. Далее, исключая с помощью уравнения (1) параметр x_0 , получаем спектр в координатах $dn/dq = f(q)$ (см. рис. 2). Очевидно, что наиболее вероятными в спектре оказываются значения амплитуды вблизи максимума, где зависимость $q(x_0)$ наиболее пологая. Описанный случай локализации характерен для рыхлых треков с малой плотностью носителей, например при регистрации электронов (в том числе фото- и комптоновских). Вероятность ее также возрастает с протяженностью области поля w .

В треках ионов плотность электронно-дырочных пар высока, а размеры w невелики. В этих условиях преобладает второй вариант, когда захват электрона сопровождается быстрым, сравнительно с интервалом θ , захватом дырки. Это соответствует рекомбинации пары. Легко показать, что в противоположность локализации координата акта рекомбинации не сказывается на амплитуде сигнала. С этой целью выделим в треке две пары электрон-дырка (см. рис. 1). Видно, что варианты рекомбинации первой либо второй пары, или захвата центром в произвольной точке x_1 электрона первой пары и дырки, принадлежащей второй паре, приводят к одинаковой величине дефицита амплитуды сигнала. Во всех перечисленных случаях замкнутая линия тока соответствует переносу единичного заряда. Таким образом, рекомбинация в треке иона при транспорте носителей в области поля $[0, w]$ не приводит к размытию монолинии, а лишь перемещает ее положение по оси q .

Положение радикально меняется, если перенос заряда происходит путем диффузии. Рассмотрим в структуре детектора приконтактную область сильного легирования $[-l, 0]$, на которую не распространяется зона обеднения $[0, w]$, а встроенное поле [6] слабо. Последнее может быть связано с высоким уровнем легирования и плавным его профилем. Проследим за амплитудой сигнала в этих условиях и получим выражения для $q(x_0)$ и $dn/dq = f[q(x_0)]$, соответствующие формулам (1), (2).²

Наша задача состоит в иллюстрации проявления диффузии, поэтому ограничимся одномерным случаем. Тогда достаточно решить уравнение диффузии неравновесных электронов в ограниченной пластине при начальном условии $n(x, 0) = 0$. При ионизации заряд вносится ионом практически «мгновенно» во времени. Будем также считать его сосредоточенным в сечении x_0 . Изменим для удобства направление оси x . Тогда граничные условия запишутся:

$$n(0, t) = 0, \quad \left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{x=l} = 0.$$

Первое из них означает сток электронов к области поля, где электроны вовлекаются в дрейф. Второе, наоборот, означает отсутствие потока носителей в электрод с отрицательным потенциалом. Более строго это означает, что мы пренебрегаем поверхностной рекомбинацией электронов, полагая ее скорость почти нулевой. При указанных условиях задача сводится к одной из стандартных для теории теплопроводности и имеет решение в виде ряда [8]

$$n(x, x_0, t) = \frac{2}{l} \sum_{n=0}^{\infty} \sin \frac{(2n+1)\pi x}{2l} \sin \frac{(2n+1)\pi x_0}{2l} \exp \left[-\frac{t}{\tau} - \frac{(2n+1)^2 \pi^2 D t}{4l^2} \right], \quad (3)$$

где D — коэффициент диффузии. Рассчитывая ток как $eD(\partial n/\partial x)|_{x=0}$ и интегрируя его по времени в интервале $[0, \infty]$, получаем заряд электронов, протекающий через сечение $x = 0$. Нормируя его на единичное значение вброшенного в плоскость x_0 заряда, имеем

$$q(x_0) = \pi \left(\frac{L_D}{l} \right)^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{1 + (2n+1)^2 \left(\frac{\pi L_D}{l} \right)^2} \sin \frac{(2n+1)\pi x_0}{2l}, \quad (4)$$

где $L_D = \sqrt{D\tau}$ — длина диффузионного смещения. На рис. 3 приведена зависимость $q(x_0)$ при разных соотношениях L_D/l . Из хода кривых видно, что наиболее пологая их часть относится к малым амплитудам. Соответственно этому при построении спектров по формуле (2) максимум спектра оказывается расположенным в левой его части. Большие амплитуды образуют в правой части характерное плечо (рис. 4) в противоположность рассмотренному выше случаю локализации в области дрейфа $[0, w]$.

² Некоторые аспекты детекторов с диффузионным переносом заряда рассматривались ранее в [7] применительно к бинарному соединению InSb.

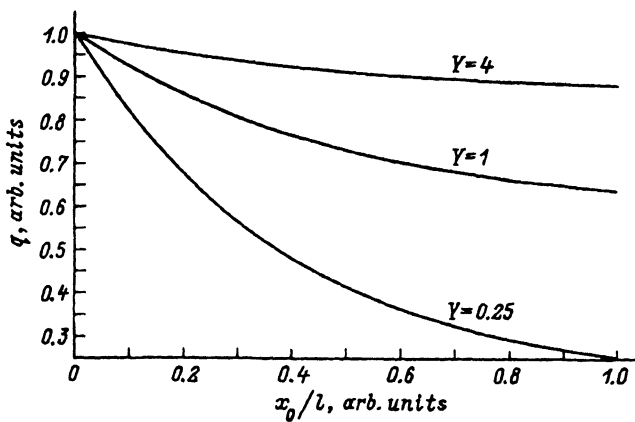


Рис. 3. Доля достигшего границы $p^+ - n$ -перехода заряда в зависимости от координаты его генерации в области диффузионного переноса. Механизм потерь обусловлен рекомбинацией электронов в сильно легированной p^+ -области. Цифры у кривых — значения параметра $Y = (L_D/l)^2$.

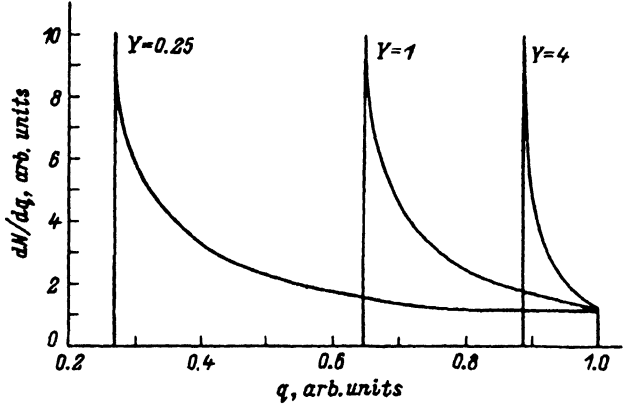


Рис. 4. Вид амплитудного спектра для заряда, образованного в области диффузии электронов. Форма спектра определяется зависимостью амплитуды от координаты генерации согласно рис. 3. Цифры у кривых — значения параметра $Y = (L_D/l)^2$.

2. Обратимся теперь к эксперименту [4] и выделим как опорный результат отсутствие в спектре плеча (shoulder) для ионов ^{11}B , ^{35}Cl и ^{81}Br при энергии 7 МэВ. Как мы отмечали ранее, плечо наблюдается для тяжелых ионов ^{35}Cl и ^{81}Br при энергиях 1 МэВ. Рассмотрим, какие различия в кинематике взаимодействия ионов с решеткой Si сопровождают понижение энергии ионов. Положим для конкретности протяженность области диффузии $l = 10^3 \text{ \AA}$ и проследим за изменением характера ионизации на указанной длине. Для этого нами использовалось математическое моделирование торможения иона согласно программе TRIM [9]. Усредненные по некоторому числу ионов результаты приведены в таблице.

Ионизация осуществляется как самим ионом, так и атомами отдачи (АО). В этой связи в 3-й графе таблицы указаны значения удельных

Основные характеристики торможения ионов Br и Cl на длине 10^3 \AA в Si

| Ион | $E, \text{ МэВ}$ | $S_e, \text{ эВ/\AA}$ | $E_{abs, Si}, \text{ кэВ}$ | $P_1, \%$ | $P_2, \%$ |
|-----|------------------|-----------------------|----------------------------|-----------|-----------|
| Br | 7.0 | 320 | 40 | 2.4 | 0.12 |
| | 1.0 | 77 | 77 | 26.0 | 3.6 |
| Cl | 7.0 | 325 | 4.0 | 0.3 | - |
| | 1.0 | 110 | 74 | 3.0 | 0.55 |

Примечание. P_1 — относительный вклад атомов отдачи в ионизацию на интервале 1000 \AA ; P_2 — вклад атомов отдачи в слое 1000 \AA в полную ионизацию, произведенную ионом в объеме детектора.

потерь энергии иона (S_e) при взаимодействии с электронными оболочками Si. Получаемая в актах рассеяния иона на ядрах Si энергия (см. 4-ю графу) расходуется на ионизацию лишь частично. Относительный вклад АО в ионизацию P_1 (сравнительно с ионом) приведен в 5-й графе. Видно, что доля АО падает как с ростом энергии, так и с уменьшением массы иона. Наконец, в последней графе дано процентное отношение ионизации АО ко всей ионизации, произведенной при полном торможении иона в объеме детектора (P_2) или, другими словами, вклад АО в слое 10^3 \AA в общую амплитуду сигнала. Эта величина является наиболее существенной для нашей модели.

Действительно, выход ионизации, произведенной непосредственно ионом, флуктуирует по величине слабо. Кроме того ионизация происходит практически равномерно по слою l . Таким образом, перенос электронов путем диффузии осуществляется в условиях стандартизированной геометрии генерации. Роль рекомбинации электронов, в первом приближении, отражается только на величине заряда, достигшего области $[0, w]$. Так, доля заряда для значений $L_D/l = 0.5, 1.0$ и 2.0 соответственно равна $0.48, 0.76, 0.92$.

В противоположность сказанному генерация пар электрон-дырка атомами отдачи связана с конкретным сечением x_0 . Таких сечений при торможении иона может быть более одного. Однако в нашем рассмотрении (имеющем качественный характер) будем считать, что распределение заряда по нескольким сечениям может быть сведено к генерации при одной координате введением эффективного значения заряда. В итоге задача родственна рассмотренному в п. 1 случаю, когда продиффундировавший заряд $q(x_0)$ может флуктуировать в существенных пределах с характерным распределением амплитуд (рис. 3 и 4).

Заметим, что мы не принимаем во внимание флуктуации энергии, переданной ионами атомами отдачи и, соответственно, производимой ими ионизации. Во-первых, затруднительно утверждать, что эти флуктуации проявятся в форме плеча спектральной линии. С другой стороны, рассматриваемый нами механизм приводит к появлению плеча даже при калиброванной по величине ионизации атомами отдачи.

3. Обратимся к количественной стороне эффекта. Доля происходящей в области l ионизации отражена в последней графе таблицы. Чтобы ее флуктуации были практически значимы, необходимы величины $L_D/l = 1$. Посмотрим, реально ли соотношение $L_D/l = 1$ в отношении

полупроводниковых параметров структуры. Напомним, что для значения l мы приняли $l = 10^3 \text{ \AA}$. Эта величина соответствует глубине залегания $p^+ - n$ -перехода. Следовательно, для ощутимых потерь заряда надо обосновать величину $L_D = (D\tau)^{1/2} = 10^3 \text{ \AA}$. В этой связи отметим, что в сильно легированной p^+ -области происходит падение обоих, входящих в L_D сомножителей. Во-первых, в отношении времени жизни τ доминирующей становится ударная оже-рекомбинация. Принимая для коэффициента оже-рекомбинации значение $C_p = 4 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с}$ [10], имеем при концентрации дырок 10^{20} см^{-3} величину $\tau = 2.5 \cdot 10^{-10} \text{ с}$. Коэффициент амбиполярной диффузии падает из-за рассеяния носителей на заряженных примесях и составляет $D \lesssim 1 \text{ см}^2/\text{с}$. В итоге указанные выше условия обеспечивают $L_D = 10^{-5} \text{ см}$. Дополнительно, в обоснование корректности принятых для оценки цифр, заметим, что для $L_D/l = 1$ на расстоянии 10^3 \AA в условиях равномерной генерации теряется примерно 25% заряда. При стандартном определении «мертвого слоя» детектора (через величину удельных потерь энергии) это дало бы значение 250 \AA , что близко к лучшим литературным данным.

В качестве выводов предлагаются следующие положения.

Работа не ставила целью объяснить форму спектральной линии для тяжелых ионов количественно строго. Основной задачей было выявить механизм формирования сигнала в детекторе, который в принципе обуславливает появление плеча в области больших амплитуд.

Показано, что механизм диффузионного переноса при реальных для практики детекторов параметрах (протяженность области диффузии и времени жизни в ней электронов) может обосновать величину плеча порядка 1% от амплитуды сигнала.

С другой стороны, рассмотрение характера генерации ионами неравновесного заряда в приповерхностной области детектора показало, что с понижением энергии возрастает роль атомов отдачи. Генерация становится локализованной в некоторых сечениях детектора, что отвечает необходимому для появления плеча условию. Соответственно, в экспериментах по спектрометрии ионов возникают характерные искажения формы линии.

В итоге появление плеча при переходе к низким энергиям следует рассматривать как сумму двух эффектов — изменения генерации в сторону большей ее локализации по координате и проявления в этих условиях рекомбинации носителей при диффузионном переносе.

Предложенная одномерная модель не учитывает динамики электрического поля. Имеются в виду деформация статического распределения на периферии и полная экранировка поля в объеме трека тяжелого иона за счет высокой плотности носителей заряда. Этот эффект описан в литературе как «состояние плазмы трека» (см., например, [1]). Экранировка поля акцентирует роль диффузии в рассасывании трека и формировании сигнала детектора. Таким образом, сопутствующий ионизации тяжелыми ионами «плазменный эффект» служит качественным аргументом в пользу предложенной модели.

Работа выполнялась в рамках совместного российско-германского проекта WTZ X229.14 «Мелкие и заглубленные переходы».

- [1] Е.М. Вербицкая, В.К. Еремин, А.М. Маляренко, Н.Б. Строкан, В.Л. Суханов. Письма ЖТФ, **12**, 1254 (1986).
- [2] J. Lindhard, V. Nielsen. Phys. Lett., **2**, 209 (1962).
- [3] E. Steinbauer, P. Bauer, M. Geretschlager, G. Bortels, J.P. Biersack, P. Burger. Nucl. Instrum. Meth. B, **85**, 642 (1994).
- [4] P.F. Hinrichsen, D.W. Hetherington, S.C. Gujrathi, L. Cliche. Nucl. Instrum. Meth. B, **45**, 275 (1990).
- [5] N.B. Strokan, V. Eremin, N.I. Tisnek, S.A. Lomashevich. IEEE Trans. NS-19, 362 (1972).
- [6] В.К. Еремин, Л.С. Медведев, Н.Б. Строкан. ФТП, **22**, 1239 (1988).
- [7] А.С. Волков, З.А. Петрушина, З.А. Саимкулов, Н.Б. Строкан, Н.И. Тиснек. ФТП, **7**, 1760 (1973).
- [8] Б.М. Будак, А.А. Самарский, А.Н. Тихонов. Сборник задач по математической физике (М., Наука, 1972).
- [9] *Ion Implantation. Sciens and Technology*, ed. by J.F.Ziegler. (Academic Press, 1984).
- [10] Ю. Вайткус, В. Гривикас. ФТП, **15**, 1894 (1981).
- [11] W. Seibt, K.E. Sundstrom, P.A. Tove. Nucl. Instrum. Meth., **113**, 317 (1973).

Редактор Т.А. Полянская

Peculiarity of a spectral line of Si-detectors for ion spectroscopy

*I. Plyashenko, N. Strokan, B. Schmidt**

A.F.Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

* Institute of the Physics of Ion Beams and Materials Research,
Rossendorf Research Center, D-01314 Dresden, Germany

The distortion of Si-detectors spectral line for heavy ions spectroscopy was studied. The model that is explaining a shoulder in the high energy part of amplitude spectrum have been discussed. Availability of right shoulder is connected with recombination of a nonequilibrium charge. This recombination takes place inside the detector entrance window where the main mechanism of charge transport is diffusion. The specific fluctuations are the result of electron-hole pairs generation by recoil atoms inside the entrance window. This generation takes place in a definite cross section of the window. The heavy ions by themself make ionization homogeneous, which produces pulse amplitude without significant fluctuations (also with deficit due to recombination).

Fax: (812)247-1017

E-mail: Igor@detsi. ioffe.rssi.ru