

K-965

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



744/2-78

2611-78

P13 - 11933

В.Ф.Кушнирук

О ПОТЕРЯХ ЗАРЯДА
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ
ПРИ РЕГИСТРАЦИИ
СИЛЬНОИОНИЗИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ

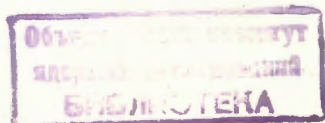
1978

P13 - 11933

В.Ф.Кушнирук

О ПОТЕРЯХ ЗАРЯДА
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ
ПРИ РЕГИСТРАЦИИ
СИЛЬНОИОНИЗИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ

*Направлено на Совещание по полупроводниковым
детекторам ядерных излучений /Киев, 23-27 октября
1978 г./*



Кушнирук В.Ф.

P13 - 11933

О потерях заряда в полупроводниковых детекторах
при регистрации сильноионизирующих частиц

С целью исследования потерь заряда при регистрации сильноионизирующих частиц проанализированы различные подходы к описанию потерь заряда. Показано, что разработанные ранее модели потерь, основанные на оттоке электронов к поверхности детектора, на уменьшении подвижности в инверсионном приповерхностном слое, на рекомбинации через уровни ловушек, не удовлетворяют экспериментальным результатам. Для числа потерянных зарядов предложена формула:

$$\Delta N = K \frac{Z^{2/3} N}{R} \cdot T_{пл}$$

где K - коэффициент пропорциональности, Z - атомный номер тяжелого иона, N - полное число генерированных зарядов, R - пробег, $T_{пл}$ - плазменное время. Эта формула учитывает как объемные, так и поверхностные эффекты. Она дает экспериментально наблюдаемую связь потерь с зарядом частицы Z , с напряженностью электрического поля F (т.к. $T_{пл} \sim 1/F$), а через отношение N/R - со средней удельной потерей энергии.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Kushniruk V.F.

P13 - 11933

On the Charge Losses in Semiconductor Detectors at
the Registration of Heavily-Ionizing Particles

In order to investigate charge losses at the registration of heavily-ionizing particles various approaches to describing charge losses are analyzed. It is shown that earlier developed models of charge losses based on the electron flow to detector surface, decreasing carrier mobility in the inversion layer and on the recombination through levels of the traps do not satisfy to experimental results. The proposed formula for a number of charges lost in the collection process may be written as:

$$\Delta N = K \frac{Z^{2/3} N}{R} \cdot T_{pl}$$

where K is the proportionality coefficient, Z is the atomic number of heavy ion, N is the full number of charges generated, R is the ion range, T_{pl} is the plasma time. The obtained formula takes into account both the volume and surface effects. It gives the experimentally observed relation between the charge losses ΔE and the particle charge Z , the intensity of electric field E (because $T_{pl} \sim 1/F$), the average stopping power by the ratio N/R .

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research.

Dubna 1978

Одной из важнейших проблем спектрометрии сильноионизирующих частиц является точное измерение энергии, которое затруднено существованием так называемого амплитудного дефекта. Известно /1-5/, что величина амплитудного дефекта определяется суммой трех составляющих:

$$\Delta = \Delta_{вх.о.} + \Delta_{яд.р.} + \Delta_{ост.} \quad /1/$$

где $\Delta_{вх.о.}$ - амплитудный дефект, обусловленный потерей энергии во входном окне /обычно толщину входного окна считают равной толщине слоя золота, образующего выпрямляющий контакт/; $\Delta_{яд.р.}$ - амплитудный дефект, обусловленный потерей энергии при упругом рассеянии тяжелой заряженной частицы на ядрах атомов вещества детектора; $\Delta_{ост.}$ - остаточный амплитудный дефект. Первые две составляющие появляются вследствие различия между энергией частицы на входе детектора и энергией, которая тратится на образование электронно-дырочных пар в чувствительном слое, а остаточный дефект обусловлен потерями уже генерированных частицей электронно-дырочных пар в процессе их собирания на электродах.

Если толщина золотого электрода известна, то $\Delta_{вх.о.}$ обычно определяют как произведение толщины слоя золота на электронную тормозную способность, значения которой берут из таблиц /6/. Дефект, обусловленный упругим рассеянием заряженной частицы на ядрах атомов вещества детектора, обычно вычисляют в соответствии с работами /7, 4/, используя безразмерные ЛШШ-единицы теории торможения Линдхарда и др. /8,9/. Наиболее слож-

ным для определения является остаточный амплитудный дефект, т.к. его величина может меняться от детектора к детектору и зависит от условий измерений, от типа частицы и ее энергии.

Первоначально, не вдаваясь в сущность механизма потерь заряда, авторы работ /10-12/ предложили несколько чисто эмпирических калибровок измеряемой энергии тяжелых заряженных частиц. Затем появились работы, в которых для объяснения наблюдаемых результатов сделаны попытки привлечь те или иные механизмы потерь, такие, как отток носителей к поверхности из-за диффузии электронов против электрического поля /13,14/ или уменьшение подвижности в приповерхностном слое /15/. Наибольшее внимание в последнее время привлекает механизм потерь заряда, обусловленный рекомбинацией в объеме детектора /5,16,17/ или в его приповерхностном слое /3,4,16/ с учетом плазменных явлений в плотном треке, создаваемом сильноионизирующей частицей.

Рассмотрим модели потерь заряда, основанные на различных механизмах, и сравним расчетные значения с экспериментальными потерями, полученными ранее /18/ /рис. 1/, для ^{136}Xe с энергией 140 МэВ. Вначале сделаем следующие замечания. Расчетные значения будут сравниваться только с величиной остаточного дефекта. При всех расчетах и оценках предполагается, что средняя энергия образования пары электрон-дырка не зависит от атомного номера иона, его массы и энергии. Это предположение основано на результатах работы /19/, в которой показано, что при сведении $\Delta_{\text{яд.р.}}$ к нулю с помощью каналирования, амплитуды сигналов от легкого и тяжелого ионов одной и той же энергии практически совпадают.

На основе решения уравнения непрерывности в работах /13, 14/ показано, что диффузия электронов против поля к границе металл-полупроводник приводит как бы к появлению дополнительного входного окна

$$\chi_{\text{эфф.}} \approx \frac{kT}{qF}, \quad /2/$$

где k - постоянная Больцмана, T - температура, q - за-

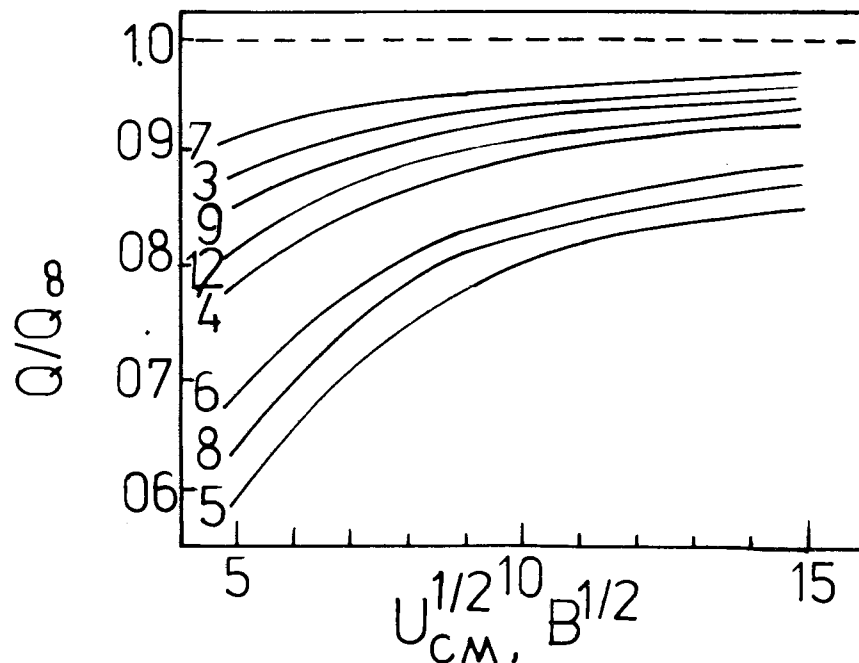


Рис. 1. Зависимость доли собранного заряда от напряжения смещения. Цифры у кривых обозначают номера детекторов.

ряд электрона, F - напряженность электрического поля. Выражение /2/ получено при условии, что поверхность является абсолютным стоком для электронов / $n(0) = 0$ в любой момент времени/ и для равномерной генерации электронно-дырочных пар. Существование дополнительного входного окна приводит к дополнительной потере энергии

$$\Delta E = \frac{kT}{qF} \cdot \frac{dE^0}{dx}, \quad /3/$$

где $\frac{dE^0}{dx}$ - удельные электронные потери энергии на входе детектора. В соответствии с выражением /3/ ионы ^{136}Xe с энергией 140 МэВ, удельные потери энергии

которых $\frac{dE^0}{dx} \approx 50 \text{ МэВ/мг} \cdot \text{см}^{-2}$, при комнатной тем-

пературе должны иметь амплитудный дефект 2,9-0,3 МэВ при изменении напряженности поля от 1 до 10 кВ/см.

Полученные значения более чем на порядок ниже экспериментальной величины дефекта. Указанное расхождение обусловлено недостатками модели. Действительно, при расчете не учитывались плазменные явления, которые приводят к изменению напряженности электрического поля в области трека. Кроме того, совсем не учитывается взаимодействие генерированных частицей электронно-дырочных пар в треке, которое приводит к потере заряда путем рекомбинации. Потери заряда полностью определяются удельными потерями энергии на входе детектора и слабо зависят от условий в объеме. Отсюда следует, что частица, имеющая одну и ту же удельную потерю энергии на входе детектора, но различные полную энергию и пробег, должна иметь одинаковую потерю заряда, что маловероятно.

Хансен^{/15/}, не вдаваясь в конкретный механизм потерь, учитывая лишь уменьшение подвижности носителей в инверсионном слое поверхностно-барьерного детектора, получил для эффективной толщины входного окна следующие соотношения:

$$x_{эфф.} = x_a \left[\frac{dE^0}{dx}(z) / \frac{dE^0}{dx}(a) \right]^{5/3}, \quad /4/$$

$$x_a = \left(\frac{\mu_s}{\mu_b} \right)^2 \cdot Z_p, \quad /5/$$

где μ_s / μ_b - отношение поверхностной и объемной подвижностей, Z_p - толщина инверсионного слоя, индексы Z и a относятся к удельным потерям энергии иона с атомным номером Z и α -частицы соответственно.

В отличие от формулы /2/, соотношения /4/, /5/ приводят к лучшему согласию с экспериментом. В случае ионов ^{136}Xe для детектора, изготовленного из $n\text{-Si}$ с удельным сопротивлением 400 Ом·см при напряжении смещения 70 В, расчет по /4/, /5/ дает величину дефекта $\approx 5,2$ МэВ, что почти в два раза превышает величину дефекта, которая следует из формулы /2/. Необходимо отметить, что из расчета, выполнен-

ного в работе /20/ на основе модели Хансена для точных значений поверхностного потенциала, следует экспериментально установленная обратно пропорциональная зависимость остаточного дефекта от напряженности электрического поля, поскольку Z_p пропорционально F_{\max}^{-1} .

Рассмотренное приближение имеет те же недостатки, что и диффузионный подход /13, 14/, т.к. не учитываются условия собирания зарядов в объеме. Кроме того, обращают на себя внимание некоторая искусственность связи x_a с Z_p и выбора α -частиц в качестве стандарта для сравнения с ними других заряженных частиц.

Исследования толщины мертвого слоя путем измерения амплитуды импульса как функции угла падения θ показали, что наклон $-d(\Delta E)/d(\sec \theta)$, как для осколков деления^{/2, 21/}, так и для ускоренных ионов ^{136}Xe ^{/18/}, растет с ростом угла θ и зависит от напряжения смещения. Даже при самых высоких напряжениях толщина мертвого слоя для сильноионизирующих частиц была больше, чем толщина, измеренная тем же способом для α -частиц. Все это указывает на рекомбинационный характер потерь в приповерхностном слое.

В работе Уилкинса и др.^{/4/} рассмотрены потери заряда путем рекомбинации в приповерхностном слое детектора. Для рекомбинационных потерь получено следующее выражение:

$$\Delta E = \gamma L \left[\frac{dE^0}{dx} - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{crit}} \right], \quad /6/$$

где L - толщина приповерхностной области, в которой эффективно идет рекомбинация, γ - доля потерянтого в слое L заряда. $\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{crit}}$ - некоторое критическое значение

удельных потерь энергии, которое соответствует такой плотности ионизации, при которой приложенное поле проникает в плазму и разделяет электроны и дырки. Из сравнения с экспериментальными результатами было получено $\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{crit}} = 5,1 \pm 0,6$ МэВ/мг·см⁻² и для наклона

$K = \gamma L$ - зависимость:

$$K = (3,47 \pm 0,12) \cdot 10^{-3} (Z - 11), \quad 28 \leq Z \leq 92. \quad /7/$$

Основанные на экспериментальных данных соотношения /6/ и /7/ удовлетворительно описывают потери заряда для низкоомных детекторов, но дают сильно заниженные значения для высокоомных. Для нашего случая оценка по формулам /6/ и /7/ дает 7 МэВ, что соответствует потерям при больших напряжениях. Для высокоомных детекторов, а также для некоторых частиц и в случае низкоомных детекторов наблюдается более сильная, чем dE/dx в первой степени, зависимость дефекта от удельных потерь энергии. Основными недостатками рассмотренных в работах /3,4/ представлений о потерях заряда является независимость потерь от напряженности электрического поля, привлечение понятия критической удельной потери энергии, а также отсутствие какого-либо объяснения зависимости потерь от Z. Появление критической удельной потери энергии, вероятно, отражает лишь трудности измерения малых величин амплитудного дефекта, т.к. мгновенное разделение электронно-дырочных пар невозможно.

Более сильная зависимость величины остаточного амплитудного дефекта от dE/dx получена Финчем /22/ при рассмотрении потерь из-за рекомбинации в объеме детектора:

$$\Delta E = \frac{5 \cdot 10^5 E \cdot (dE/dx)^2}{\tau_0 F^2}, \quad /8/$$

где E берется в МэВ, dE/dx - в МэВ/мг·см⁻², τ_0 - время жизни носителей при низком уровне возбуждения в мкс, F - напряженность электрического поля в В/см. Соответствующим подбором τ_0 формулу /8/ можно привести к удовлетворительному согласию с экспериментом. Например, если положить $\tau_0 = 100$ мкс, то для ¹³⁶Xe с энергией 140 МэВ при 10⁴ В/см получим $\Delta E = 17,5$ МэВ. Однако оценки по формуле /8/ дают заниженные и завышенные значения дефекта для более низких и более высоких напряженностей: 4,5 МэВ при 2·10⁴ В/см и 70 МэВ при 5·10³ В/см. Обратная пропорциональная зависимость потерь заряда от квадрата на-

пряженности электрического поля, основанная на неточных представлениях о зависимости плазменного времени от электрического поля /23/, не находит экспериментального подтверждения для кремниевых детекторов.

Наиболее последовательно рекомбинационный подход проведен в работе Еремина и др. /17/. В ней учтено заполнение уровней в обедненной области p-n-перехода, где из-за отсутствия в разрешенной зоне свободных носителей уровень либо пуст, либо заполнен в зависимости от расположения в верхней или нижней половине запрещенной зоны. Доля электронов, захваченных на уровень, для которого степень заполнения $m = 0$ в момент времени $t = 0$, определяется соотношением:

$$\lambda_{зах.} = \frac{\Delta E_{зах.}}{E} = \frac{M \cdot \gamma_n}{\gamma_n + \gamma_p} \cdot \frac{4\pi DR}{N} \cdot T_{пл} f(t), \quad /9/$$

где M - концентрация ловушек, $\gamma_{n,p}$ - коэффициенты захвата электронов и дырок соответственно, D - коэффициент амбиполярной диффузии, N - число зарядов, внесенных частицей, R - пробег частицы, $T_{пл}$ - плазменное время, $f(t)$ - сомножитель, отражающий кинетику заполнения уровня.

На рис. 2 показана зависимость $m(t)/m_{ст.} = f(t)$, где $m_{ст.}$ - стационарное заполнение для различных коэффициентов захвата при уровне возбуждения, соответствующего энергии возбуждения 140 МэВ. При расчете принимались следующие значения величин: $D \approx 18$ см²/с, $R = 2 \cdot 10^{-3}$ см, $N = 140 \cdot 10^6 / 3,6$, начальный радиус трека $r_0 = 1$ мкм. Как видно из рисунка, при $t \ll T_{пл}$ заполнение уровня достигает стационарного значения, т.е. $f(t)$ в формуле /9/ всегда можно приравнять единице. Для $M = 10^{12}$ см⁻³, $\gamma_n = \gamma_p$ и $T = 2 \cdot 10^{-8}$ с $\lambda_{зах.} = 0,012\%$, что примерно на три порядка меньше величин, наблюдаемых в кремнии.

Доля захваченных дырок, т.е. потери на рекомбинацию, составляет:

$$\lambda_{рек.} = \frac{\Delta E_{рек.}}{E} \approx \frac{2\gamma_p \gamma_n M T_{пл.}}{\gamma_n + \gamma_p}. \quad /10/$$

Оценка для ¹³⁶Xe при $\gamma_n = \gamma_p = 2 \cdot 10^{-7}$ см³·с⁻¹, $M = 10^{12}$ см⁻³ и $T_{пл.} = 2 \cdot 10^{-8}$ с дает $\lambda_{рек.} = 0,4\%$.

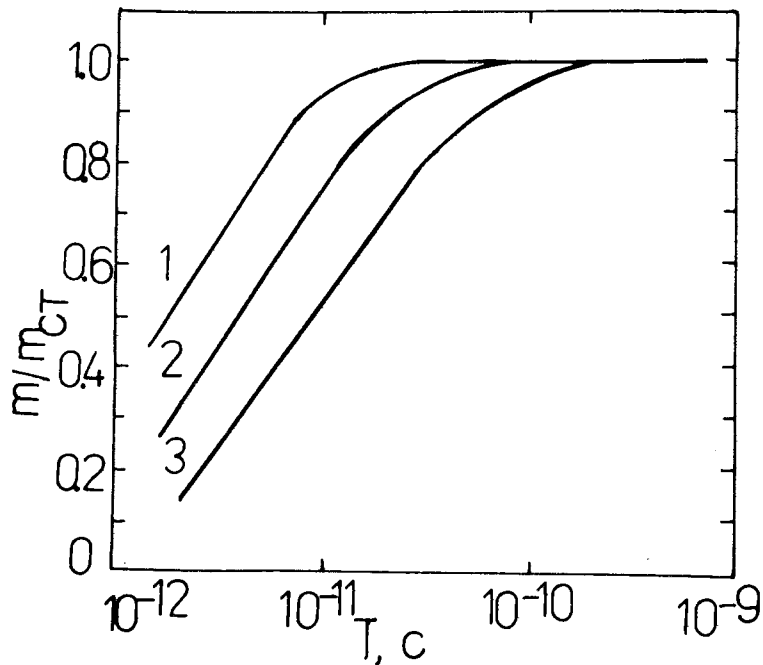


Рис. 2. Заполнение уровня в зависимости от времени.
 1. $\gamma_n + \gamma_p = 4 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$; 2. $\gamma_n + \gamma_p = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$;
 3. $\gamma_n + \gamma_p = 1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$.

Поскольку $T_{пл.} = 2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ соответствует малым напряжениям, когда потери велики, то экспериментальные результаты и оценка по формуле /10/ расходятся в десятки раз. Из формул /9/ и /10/ следует, что $\lambda = \lambda_{зах.} + \lambda_{рек.} = 1\%$ обеспечивают ловушки, имеющие сечение захвата $\sigma > 2 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, при весьма значительных концентрациях $M \geq 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Однако для детекторного кремния даже эти значения, обеспечивающие лишь однопроцентную потерю, представляются существенно завышенными. Поэтому необходимо искать другие каналы потерь заряда.

Рассмотрим виды рекомбинации, имеющие более сильную зависимость от концентрации избыточных носителей: межзонную излучательную и ударную типа Оже-рекомбинации. Оценка времени жизни по отношению к

ударной рекомбинации $\tau_{уд.} = \frac{1}{\gamma_{уд.} \cdot n^2}$ при концентрации избыточных носителей $\approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ дает $\tau_{уд.} = 2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, если $\gamma_{уд.}$, согласно /24, 25/, взять равным $5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$. Соответственно для времени жизни при излучательной

рекомбинации $\tau_{изл.} = \frac{1}{\gamma_{изл.} \cdot n}$ получаем $\tau_{изл.} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$, если

для кинетического коэффициента рекомбинации использовать экспериментальное значение /26/ $\gamma_{изл.} = 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, которое на два порядка превышает расчетные значения /27, 28/. Как видно из оценок, время жизни носителей при излучательной и ударной рекомбинациях сравнимо с временем жизни, которое соответствует рекомбинации через ловушки, имеющие уровни в запрещенной зоне. Поэтому целесообразно провести оценки потерь заряда для этих случаев рекомбинации.

Для распределения электронно-дырочных пар как функции радиуса и времени /рис. 3/, можно воспользоваться хорошо известным выражением

$$n(r, t) = \frac{N}{4\pi DtR} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right), \quad /11/$$

которое следует из уравнения диффузии для трека в виде бесконечно тонкой нити / $r=0$ при $t=0$ / с равномерной осевой плотностью N/R . Тогда потери носителей за время dt в элементе объема dV за счет ударной рекомбинации составят:

$$dN = n(r, t) dV \frac{dt}{\tau_{уд.}} = \gamma_{уд.} n^3(r, t) dV dt. \quad /12/$$

А для полного числа рекомбинировавших в треке пар получим:

$$\Delta N = \gamma_{уд.} \int_{t_1}^{t_2} dt \int_0^{\infty} n^3(r, t) \cdot 2\pi r \cdot R \cdot dr. \quad /13/$$

Используя выражение /11/ и вычисляя интеграл /13/, для доли потеряннного заряда получим следующее выражение:

$$\lambda_{уд.} = \frac{\Delta N}{N} = \frac{\gamma_{уд.} \cdot N^2}{48\pi^2 R^2 D^2} \left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2} \right). \quad /14/$$

Чтобы оценить $\lambda_{уд.}$, необходимо приписать соответствующие значения временам t_1 и t_2 . Естественно положить $t_2 = T_{пл.}$, а для t_1 следует, вероятно, принять величину $\approx 10^{-11}$ с, достаточную для термализации носителей тока

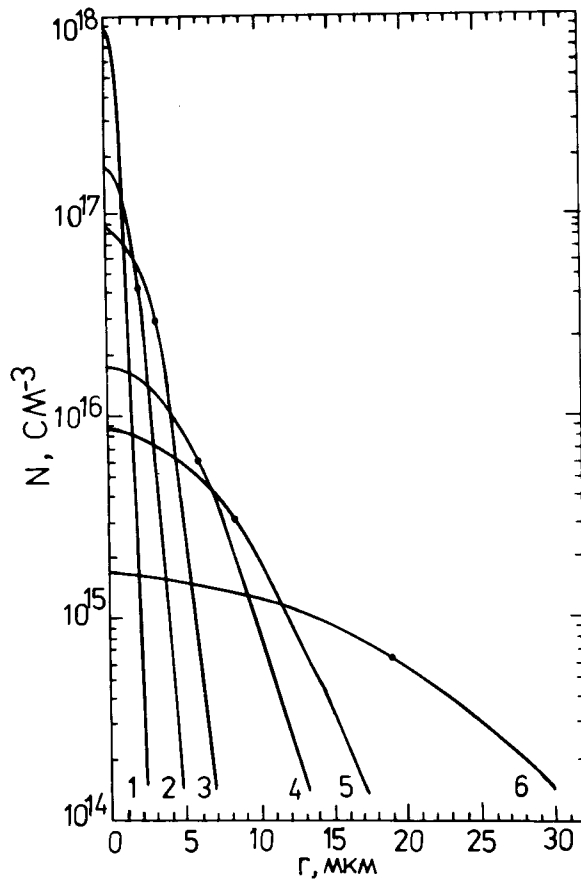


Рис. 3. Концентрация неравновесных электронно-дырочных пар в зависимости от радиуса растекания. Распределения даны для следующих моментов времени: 1. $t = 1 \cdot 10^{-10}$ с; 2. $t = 5 \cdot 10^{-10}$ с; 3. $t = 1 \cdot 10^{-9}$ с; 4. $t = 5 \cdot 10^{-9}$ с; 5. $t = 1 \cdot 10^{-8}$ с; 6. $t = 5 \cdot 10^{-8}$ с.

и приемлемую для описания распределения концентрации посредством уравнения /11/. Так как $t_2 = T_{пл.} \gg t_1$, то долю потерь можно определить следующим образом:

$$\lambda_{уд.} = \frac{\gamma_{уд.} \cdot N^2}{48\pi^2 R^2 D^2} \frac{1}{t_1}. \quad /15/$$

Оценка по формуле /15/ дает $\lambda \approx 0,1\%$, что явно недостаточно для объяснения наблюдаемых потерь.

Аналогичные рассуждения для потерь числа носителей при излучательной рекомбинации приводят к формуле:

$$\Delta N = \gamma_{изл.} \int_{t_1}^{t_2} dt \int_0^{\infty} n^2(r, t) 2\pi r \cdot R dr, \quad /16/$$

тогда доля потерянного заряда выражается:

$$\lambda_{изл.} = \frac{\Delta N}{N} = \frac{2,3}{8\pi} \frac{\gamma_{изл.} \cdot N}{DR} \lg \left(\frac{t_2}{t_1} \right). \quad /17/$$

Если взять $t_2 = T_{пл.} = 10^{-8}$ с, а t_1 , как и ранее, взять 10^{-11} с, то получим $\lambda_{изл.} = 0,01\%$.

Таким образом, в пределах принятых допущений все рассмотренные виды рекомбинации электронно-дырочных пар в объеме детектора могут объяснить потери лишь $\approx 1\%$ заряда, генерированного такими сильноионизирующими частицами, как ионы ^{136}Xe .

Оценки эффективного времени жизни избыточных носителей, выполненные в работе /16/, дают $\tau_{эфф.} \approx 0,1$ мкс, что может указывать на сильное влияние поверхностной рекомбинации. Рассмотрим потери при поверхностной рекомбинации. За время dt на поверхности детектора площадью $dA = 2\pi r dr$ рекомбинирует следующее число пар:

$$dN = sn(r, t) 2\pi r dr dt, \quad /18/$$

где s - скорость поверхностной рекомбинации. Полное число рекомбинировавших на поверхности пар в интервале времени $[t_1, T_{пл.}]$ составит:

$$\Delta N = s \int_{t_1}^{T_{пл.}} dt \int_0^{\infty} n(r, t) 2\pi r dr. \quad /19/$$

С учетом того, что $t_1 \ll T_{пл.}$, и если для $n(r, t)$ опять воспользоваться формулой /11/, то для числа потерянных зарядов можно записать:

$$\Delta N = \frac{sN}{R} \cdot T_{пл.} \quad /20/$$

Выражение /20/ позволяет не только получать правильные численные значения амплитудного дефекта при соответствующем подборе величины s , но и верно отражает зависимость потерь от напряженности электрического поля, если в соответствии с работой Сейбта и др. /29/ для $T_{пл.}$ воспользоваться формулой:

$$T_{пл.} = 1,32 \cdot 10^{-10} \left(\frac{N}{R} E \right)^{1/3} / F. \quad /21/$$

Хорошо установленная в работах /3,4/ зависимость потерь от атомного номера Z может быть получена в результате следующих рассуждений. Скорость рекомбинации в приповерхностном слое пропорциональна уровню возбуждения, т.е. $s \propto \frac{dE^0}{dx}$. Поскольку для заряженных ионов, которые при движении в детекторе потеряли все орбитальные электроны, $\frac{dE}{dx} \propto Z^2$, то

через удельные потери энергии следует связь s с атомным номером иона Z . Однако при более низких энергиях удельные потери характеризуются не атомным номером Z , а средним ионным зарядом \bar{q} , который является функцией Z и скорости иона v . В первом приближении для определения \bar{q} можно воспользоваться формулой Бора /30/:

$$\bar{q}/Z = \frac{v}{v_0 Z^{2/3}}, \quad /22/$$

где v_0 - скорость орбитального электрона в атоме водорода. Более точные выражения для \bar{q}/Z можно найти, например, в обзоре Бетца /31/.

Если воспользоваться формулой Бора, то связь между s и Z можно записать в виде:

$$s = kZ^{2/3}, \quad /23/$$

где k - коэффициент пропорциональности. С учетом связи /23/ для потерянного заряда окончательно получим:

$$\Delta N = k \frac{Z^{2/3} N}{R} \cdot T_{пл.} \quad /24/$$

Соотношение /24/ учитывает как объемные, так и поверхностные эффекты. Оно дает экспериментально наблюдаемую связь с атомным номером частицы, напряженностью электрического поля, а через отношение N/R - со средней удельной потерей энергии.

На рис. 4 приведена зависимость экспериментальных значений ΔE , полученных в работах /3,4/, от произведения $(E/R) \cdot T_{пл.} \cdot Z^{2/3}$. Используются значения остаточно-

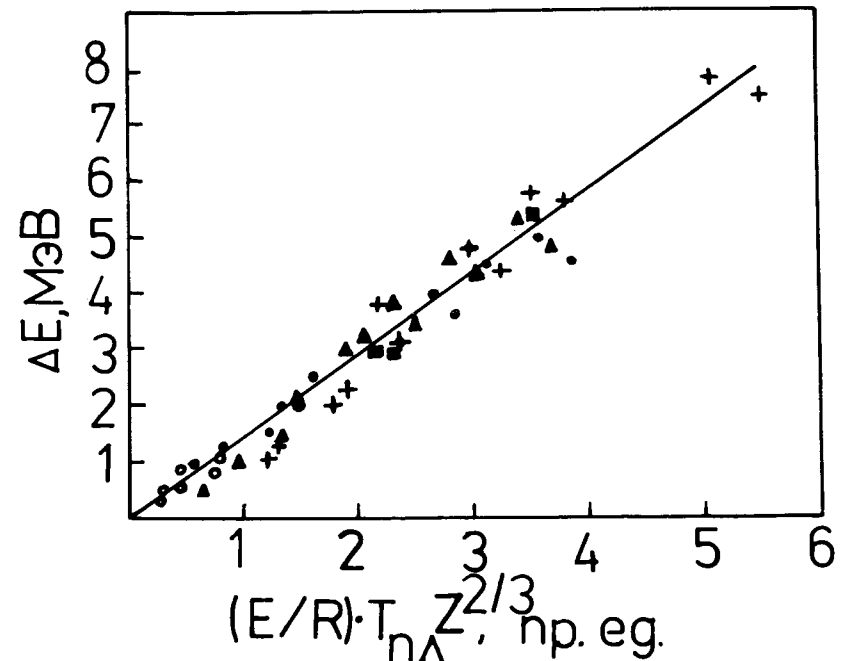


Рис. 4. Зависимость остаточного амплитудного дефекта от $(E/R) \cdot T_{пл.} \cdot Z^{2/3}$, • - для ионов Ag; ○ - для ионов Cu; ▲ - для ионов I; + - для ионов Au; ■ - для ионов U.

го амплитудного дефекта для ионов Cu, Ag, I, Au и U для двух детекторов, причем один из них авторами работ^{/3,4/} отнесен к числу высокоомных. Как видно из рис. 4, несмотря на то, что некоторые из использованных приближений весьма грубы, соотношение /24/ хорошо выполняется.

Следует указать на источники возможных неточностей. Во-первых, при получении соотношений /20/ и /21/ предполагалась равномерная генерация электронно-дырочных пар в отличие от истинного распределения, которое соответствует ходу удельных потерь энергии вдоль трека. Во-вторых, в качестве формулы для \bar{q} можно воспользоваться более точными, чем формула Бора, соотношениями. В-третьих, на основе анализа, выполненного Финчем^{/32/} для частиц, имеющих различный ход потерь энергии вдоль трека, следует, что, начиная с пробегов менее 6 мкм, плазменное время становится меньшим, чем то, которое следует из формулы /21/. Переход от $T_{пл.}$, определяемого по формуле /21/, к меньшим значениям связан с тем, что при малых пробегах рассасывание сгустка плазмы следует рассматривать в сферической, а не в цилиндрической геометрии трека.

Таким образом, выполненный в данной работе анализ показал, что ни отток электронов к поверхности детектора, ни потери вследствие уменьшения подвижности в инверсионном слое, ни рекомбинация через уровни ловушек в объеме детектора, а также такие виды межзонной рекомбинации, как излучательная и ударная, не могут объяснить экспериментальных результатов. Наблюдаемые величины заряда при регистрации сильно-ионизирующих частиц могут быть объяснены поверхностной рекомбинацией. Формула /24/, предложенная в данной работе, учитывает как объемные, так и поверхностные эффекты. Она дает экспериментально наблюдаемую связь остаточного амплитудного дефекта с зарядом частицы Z, с напряженностью электрического поля F /т.к. $T_{пл.} \propto 1/F$ /, а через отношение N/R - со средней удельной ионизацией.

Автор выражает искреннюю благодарность академику Г.Н.Флерову за постоянный интерес к работам по полу-

проводниковым детекторам. Автор благодарит также Ю.П.Харитонову за полезные обсуждения, А.В.Рыхлюк - за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Forgue V., Kahn S. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1967, 48, p.93.
2. Krulisch A.H., Axtmann R.C. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1967, 55, p.238.
3. Steinberg E.P. e.a. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1972, 99, p.309.
4. Wilkins B.D. e.a. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1971, 92, p.381.
5. Finch E.C. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1973, 113, p.29.
6. Northcliffe L.C., Schiling R.E. *Nucl. Data Tables*, 1970, A7, p.233.
7. Haines E.L., Whitehead A.B. *Rev.Sci. Instr.*, 1966, 37, p.190.
8. Lindhard J., Scharff M., Schiot H.E. *Matt. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 1963, 33, No. 14, p.1.
9. Lindhard J. e.a. *Matt. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.*, 1963, 33, No. 10, p.1.
10. Schmitt H.W. e.a. *Physics and Chemistry of Fission. IAEA Vienna*, 1965, p.531.
11. Schmitt H.W., Kiker W.E., Williams C.W. *Phys. Rev.*, 1965, 137, p.B837.
12. Kaufman S.B. e.a. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1974, 115, p.47.
13. Caywood J.M., Mead C.A., Mayer J.W. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1970, 79, p.329.
14. Васильев А.М., Захарчук О.В., Федосеева О.П. ПТЭ, 1971, №4, с.76.
15. Hansen H.J. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1971, 96, p.373.
16. Кушнирук В.Ф. ОИЯИ, 13-11899, Дубна, 1978.
17. Еремин В.К., Строкан Н.Б., Туснек Н.И. ФТП, 1976, 10, в.1, с.58.
18. Кушнирук В.Ф., Харитонов Ю.П. ОИЯИ, 13-9836, Дубна, 1976; ПТЭ, 1977, №4, с.76.
19. Moak C.D., Dabbs J.W., Walker W.W. *Rev. Sci. Instr.*, 1966, 37, p.1131.
20. Головин Б.М., Кушнирук В.Ф., Пермякова Л.А. ОИЯИ, P13-10991, Дубна, 1977.
21. Konecny E., Hetwer K.M. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1965, 36, p.61.

22. Finch E.C. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1973, 113, p.41.
23. Tove P.A., Seibt W. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1967, 51, p.261.
24. Боброва Е.А., Блинов Л.М., Вавилов В.С. ФТТ, 1967, 9, с.3231.
25. Глинчук К.Д., Литовченко Н.М., Линник Л.Ф. ФТП, 1973, 7, с.603.
26. Вавилов В.С., Нолле Э.Л. ФТП, 1968, 2, с.742.
27. Нолле Э.Л. ФТТ, 1967, 9, с.122.
28. Афанасьев В.Ф., Строкан Н.Б., Тиснек Н.И. ФТП, 1971, 5, с.789.
29. Seibt W., Sundstrom K.E., Tove P.A. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1973, 113, p.317.
30. Bohr N. *Phys.Rev.*, 1940, 58, p.654; *Phys. Rev.*, 1941, 59, p.270.
31. Betz H.-D. *Rev. of Mod. Phys.*, 1972, 44, p.461.
32. Finch E.C. *Nucl.Instr. and Meth.*, 1974, 121, p.341.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 октября 1978 года.