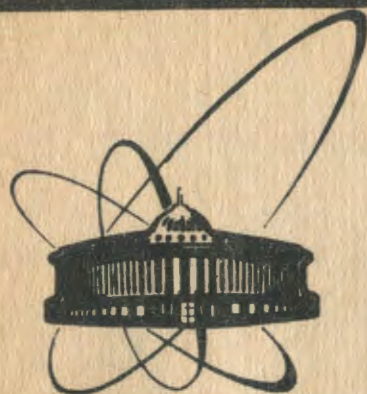


89-107



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

Ц 941

P15-89-107

Ю.С.Цыганов

**РЕЛАКСАЦИЯ
НЕРАВНОВЕСНОЙ ПРОВОДИМОСТИ
В ТРЕКАХ
ИОНИЗИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ**

Доложено на II Конференции молодых
ученых ЛЯР ОИЯИ, Дубна, 5-7 января
1989 года

1989

Введение

Одно из основных применений полупроводниковых детекторов (ПД) связано с регистрацией неравновесных носителей заряда, возникающих в треках тяжелых заряженных частиц. Вследствие биполярности плазмы проникновение внешнего поля в трек затруднено, что находит проявление в виде существования плазменного времени^{/1/}. Наличие такого состояния приводит к нежелательным рекомбинационным потерям заряда^{/2/}. Обычно уменьшение последних достигается увеличением напряжения на детекторе. Однако начиная с полей порядка 10^4 В/см для определенной группы частиц наблюдается эффект мультипликации заряда, ограничивающий линейный режим работы детектора^{/3/}.

При интерпретации явления различают две точки зрения: туннелирование основных носителей из верхнего электрода^{/4/} и лавинное умножение заряда^{/5/}. Что касается первого из названных механизмов, то основным уязвимым местом в построении модели является предположение о наличии сильных полей, достаточных для туннельного эффекта из металла в полупроводник, при существующих значениях эффективной массы носителя тока. Для второго механизма в^{/5/} приводится количественная оценка полей и на основании этого рассчитывается значение $\Delta Q/Q$ — относительное увеличение амплитуды спектрометрического сигнала. Расчет выполнен в предположении эквипотенциальности трека и верхнего контакта. Полученное выражение используется для объяснения усиления амплитуды сигнала с детектора при регистрации α -частиц. Величина эффекта имеет порядок 10^{-4} , что потребовало использования особо чувствительной методики.

Однако полученное в^{/5/} выражение не объясняет аналогичного явления на пучках тяжелых ионов, как количественно, так и качественно^{/3/}. В данной работе предпринята попытка построить модель поведения трека заряженной частицы при $t \ll t_m$, где t_m — плазменное время. Эквипотенциальность трек-электрод не предполагается.

Исходные положения модели

Пусть Ψ - значение поля, создаваемого внутри нейтральной части трека зарядом, который образуется при поляризации. Будем предполагать однородность Ψ , а следовательно, и соответствие углового распределения свободного заряда равновесному для проводящего тела при данной геометрической конфигурации. Очевидно, $\Psi = 0$ в момент $t = 0$ и $\Psi = F$, если экранировка трека полная, где F - внешнее поле (см. рис. I).

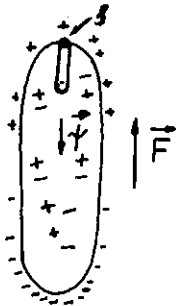


Рис. I. Распределение полей в треке ионизирующей частицы

для поля на полюсе трека в этом случае $E_0 = \sigma_0 / \epsilon \epsilon_0$, где ϵ - диэлектрическая проницаемость кремния. Отсюда получаем $d\Psi/dt = JF / \epsilon \epsilon_0 E_0$. Введя обозначение $E_0/F = K$ (коэффициент статического усиления), последнее соотношение можно записать в виде $d\Psi/dt = J/k\epsilon \epsilon_0$.

Все рассуждения, приведенные выше, не учитывают того, что заряд на поверхности трека не является фиксированным, как в случае проводящего тела, а сам создает область пространственного заряда (ОПЗ) вблизи трека. Учитывая предположение об угловом распределении, можем считать $\Psi(t+dt)/\Psi(t) = S(t+dt)/S(t)$, где S - площадь поверхности трека. С учетом последнего производная запишется в виде: $\dot{\Psi} = -\frac{S}{S} \Psi + \frac{J(t)}{\epsilon \epsilon_0 k}$.

Для нахождения взаимосвязи Ψ с максимальным полем на полюсе трека воспользуемся теоремой Гаусса: $(\vec{E} + \vec{E}_1) \vec{F} = Q(t) / \epsilon \epsilon_0$. В этом выражении Q - заряд поверхности, указанной на рис. I. В случае равновесной ситуации $E_1 = 0$, следовательно, $E_0 = \frac{Q_0}{\epsilon \epsilon_0}$. Кроме того, в пределах сделанных ранее предположений $Q(t)/Q_0 = \Psi/F$, следовательно, $E(t) = E_0(t) \Psi/F + F - \Psi$.

Итоговая система уравнений для определения искомого значения имеет вид:

$$\dot{\Psi} = -\frac{\dot{s}}{s} \Psi + \frac{J(\Psi)}{\epsilon \epsilon_0 k} \quad (1)$$

$$J = 2e p_0 M(\Psi) (F - \Psi) \quad (2)$$

$$E = \frac{E_0 \Psi}{F} + F - \Psi \quad (3)$$

$$E_0 = E_0(t) \quad (4)$$

при начальном условии

$$\Psi|_{t=0} = 0. \quad (5)$$

Значение E_0 в случае равновесной ситуации находится с учетом выражения для потенциала, соответствующего текущей форме трека.

Для реальных треков принимаем $R \gg r_0$, где R - пробег частицы, площадь поверхности $S = 2\pi r_0 R$, толщина слоя пространственного заряда $V_S t$, где V_S - максимальное значение дрейфовой скорости носителей. Для значения дрейфовой скорости берется идеализированное значение, равное $M_c (F - \Psi)$ для скоростей, меньших V_S , и равное V_S в остальных случаях (рис. 2).

Значение подвижности M_c берется равным $(M_e + M_h)/2$, M_e, M_h - электронная и дырочная подвижности соответственно.

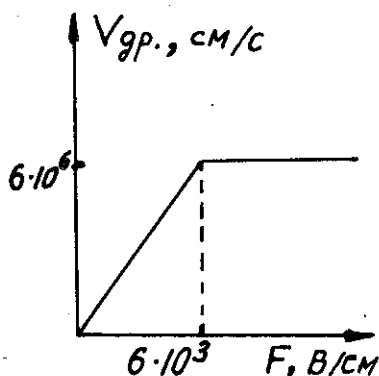


Рис. 2. Идеализированная зависимость дрейфовой скорости носителя от внешнего поля

Программа расчета

В качестве геометрической модели трека, как и в /5/, использована эллипсоидальная конфигурация. Потенциал для расчета равновесных значений поля в этом случае брался согласно /8/.

Программа расчета максимального значения поля согласно (1) - (4) при начальном условии (5) написана на языке PASCAL. Входными параметрами являются: энергия частицы, удельные ионизационные потери на входе детектора, пробег частицы, среднее поле в детекторе, временной интервал, в котором ищем решение, число итераций. Последнее учитывает изменение размера нейтральной области трека в результате диффузии с коэффициентом,

равным коэффициенту амбиполярной диффузии. Поправка на изменение размера трека делается в соответствии с зависимостью

$$r^2 = r_{i-1}^2 + 2Dt,$$

где D - коэффициент амбиполярной диффузии,

t - время, за которое достигается максимальное значение поля при предыдущей итерации.

Заключительной процедурой программы является расчет вероятности запуска лавины в ПЦД. С этой целью при рассчитанных значениях поля и времени его существования решается уравнение [6], связывающее искомую вероятность f с коэффициентом ионизации α :

$$1-f = \exp(-f \int_0^L \alpha(x) dx). \quad (6)$$

Уравнение решено методом простых итераций. Затем оценивается значение $\Delta Q/Q$ для поля, равного 0,75 от максимального, и локализованного в области $0,5 V_s t^*$, где t^* - время жизни сильного поля у поверхности верхнего электрода. С учетом принятых допущений выражение для $\Delta Q/Q$ имеет вид:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{A(v_s t^*)^2}{R} \exp\left(-\frac{b}{0,75 E_{\max}}\right).$$

В приведенном выражении A, b - константы ионизации. В данном случае использованы их эффективные значения [7].

Результаты расчетов

Результаты расчетов представлены в виде зависимости для интересующей нас группы частиц: α - частиц с энергией 8,78 МэВ, ионов ^{40}Ar - 320 МэВ, ^{132}Xe - 140 МэВ, ^{64}Zn - 400 МэВ, ^{20}Ne - 160 МэВ при среднем поле 10^4 В/см (рис. 3).

Вероятность, рассчитанная согласно (6), представлена на рис. 4. Заметим, что в области энергий 50 - 350 МэВ расчетная вероятность возрастает с энергией (рис. 5). На рис. 6 изображено расчетное значение относительного усиления сигнала для иона аргона в сопоставлении с экспериментальными значениями.

Обсуждение результатов

Приведенные зависимости величин максимальных полей при сопоставлении с константами ионизации в кремнии показывает, что мультипликация заряда должна происходить с большими вероятностями в области энергий 1 - 10 МэВ/нуклон для частиц с массами больше 20 а.е.м. и пробегами больше 15 мкм. Пороговое поле начала мультипликации заряда зависит от типа ускоренной частицы. Существен-

ный вклад в образование максимального поля может вносить тип верхнего электрода. Применяя технологию изготовления детекторов, позволяющую создавать иной профиль внешнего поля, можно ожидать изменения условий, определяющих начало процесса мультипликации заряда в ПД.

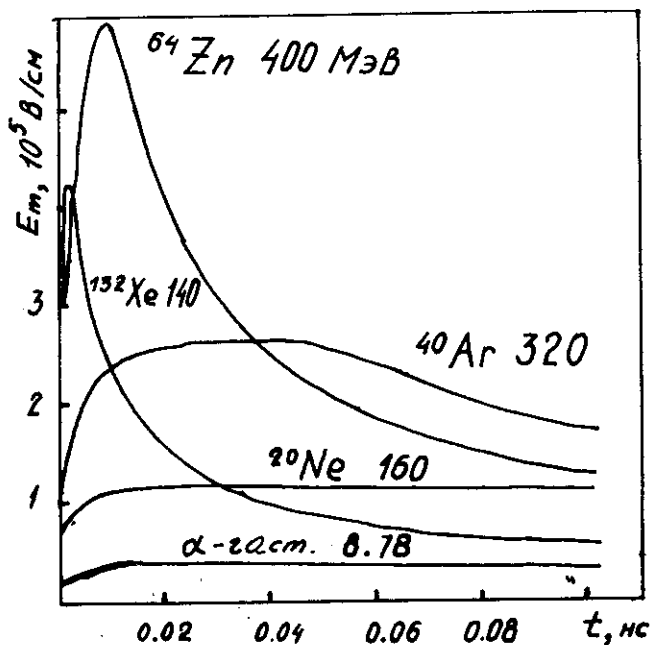


Рис. 3. Расчетное значение максимального поля на полюсе трека ионизирующей частицы

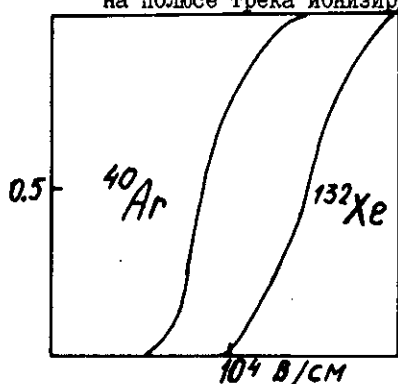


Рис. 4. Вероятность запуска лавины для одиночного носителя

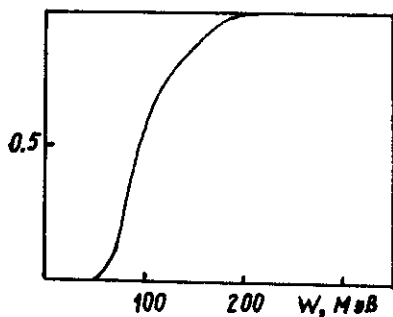


Рис. 5. Зависимость вероятности запуска лавины от энергии иона ^{40}Ar .

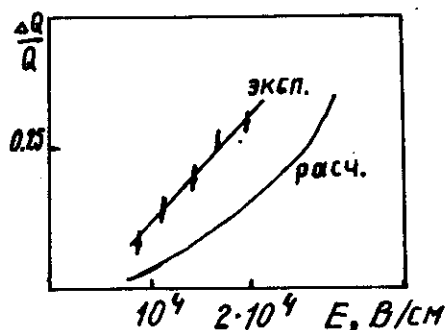


Рис. 6. Полевая зависимость относительного усиления спектрометрического сигнала для иона ^{40}Ar (320 МэВ).

Литература

1. Seibt W.I Sundstrom K.E., Tove P.A. Nucl.Inst. and Meth., 1973, v.113, pp. 317-321.
2. Кушнирук В.Ф. Сообщения ОИЯИ, I3-II889, Дубна, 1978.
3. Кушнирук В.Ф., Харитонов Ю.П. Препринт ОИЯИ, I3-9836, Дубна, 1976.
4. Walter F.J. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-11, 1964, pp. 232-238.
5. Вербицкая Е.М., Еремин В.К., Маляренко А.М. и др. ФТП, 1978, т.21, вып.8, стр. 1388-1393.
6. McIntire R.J. J.Appl.Phys. 1961, vol.32, pp. 567-571.
7. Грехов И.В., Сержкин Ю.Н. Лавинный пробой p-n перехода в полупроводниках. - Энергия, Л., 1980, стр. 22-38.
8. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред - Наука, М., 1982, стр. 46-47.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 февраля 1989 года.