JINR-P13-99-186

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

JAN 03 2000

P13-99-186

В.Ф.Кушнирук

О ПЛАЗМЕННОЙ ЗАДЕРЖКЕ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРАХ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Fermilab Library
0 1160 0071456 2

1999

1. Введение

Понятия плазменной задержки и плазменного времени тесно связаны с плазменным эффектом, существующим в полупроводниковых детекторах при регистрации тяжелых заряженных частиц. Основываясь на результатах исследования временных свойств кремниевых поверхностно-барьерных детекторов при регистрации α-частиц, дейтонов и протонов, авторы работ [1,2] предположили, что дополнительная задержка времени t_p^d, обусловленая плазменным состоянием, затрудняющим движение свободных носителей тока, действует подобно включению в измерительную схему линии задержки.

Дальнейшие исследования с α-частицами и осколками деления [3 - 6] позволили выявить некоторые важные особенности поведения плазменной задержки. В частности, была установлена закономерность изменения плазменной задержки t_p^d с изменением электрического поля F в виде:

$$t_p^d = \frac{k^d}{F}, \tag{1}$$

где k^d - коэффициент плазменной задержки, постоянная для частицы с данной энергией величина.

В работе [6] надежно показана возможность абсолютной привязки временой шкалы, следовательно, и возможность измерения не только разностей, но и абсолютных значений плазменных задержек для различных частиц. В результате получены значения t_p^d для осколков спонтанного деления ^{252}Cf, α - частиц с энергиями 6.1 и 3.35 МэВ, а также протонов с энергией 0.8 МэВ. Эти исследования позволили установить, что k^d является функцией массы и энергии частицы:

$$k^d = 1.33 M^{1/6} E^{1/2} [\text{нс} \cdot \text{кВ/см}]. \tag{2}$$

Здесь M - масса частицы в а.е.м., E - энергия в МэВ.

Кроме того установлено, что зависимость (1) выполняется лишь для напряженностей электрического поля выше некоторого значения F_{min}, которое следующим образом связано с энергией и массой частицы:

$$F_{min} = 1.26 E/M^{2/5}, \tag{3}$$

где F_{min} выражено в кВ/см, энергия частицы E в МэВ, а масса M в а.е.м.

Оказалось, что отношение k_f^d / k_α^d (индексы f и α относятся к осколкам деления и α-частицам соответственно) в области полей $F > F_{min}$ составляет 6.83 для осколков со средней массой $< M >$=124, средней энергией $< E >$=87 МэВ и α-частиц с энергией 6.1 МэВ. Аналогичная величина, ранее полученная в работе [3], составила 4.8 $\pm$2.0.

Высказанное в работах [1,2] предположение, что плазменная задержка действует подобно включению в измерительную схему линии задержки, выглядит малоубедительно. Действительно, трудно предположить, что в течение некоторого заметного интервала времени ($\simeq$ 1 нс) после прихода частицы в детектор движение зарядов полностью отсутствует. В процессе генерации

© Объединенный институт ядерных исследований. Дубна, 1999

носителей заряда некоторая их часть образуется на периферии трека, где их плотность мала. Следовательно, этот заряд должен сразу включаться в дрейф под действием существующего в детекторе электрического поля. Кроме того, электрическое поле будет проникать на некоторое, хотя и небольшое расстояние в глубь плотного трека. Это также должно привести к появлению сигнала через короткий промежуток времени, по порядку величины равный максвелловской постоянной времени релаксации, которая из-за высокой проводимости в плазменной колонке трека будет мала.

С целью выяснения природы плазменной задержки в работах[7,8] проведены исследования формы импульсов от α-частиц и осколков деления методом прямого осциллографирования. Установлено, что в пределах погрешности метода на начальной стадии формирования сигнала не наблюдается какого-либо запаздывания в появлении импульсов от осколков деления по отношению к импульсам от α-частиц.

Однако плазменная задержка действительно имеет место, если для получения временных отметок используют дискриминаторы со следящим порогом, когда сравнение временных отметок производится при достижении одной и той же части от амплитудного значения сигнала. Следовательно, плазменная задержка не связана с реальным запаздыванием в появлении сигнала от тяжелой частицы по сравнению с моментом появления сигнала от легкой частицы, а носит инструментальный характер. Но в связи с широким применением дискриминаторов со следящим порогом во времяпролетных методиках исследование плазменной задержки представляет большой практический интерес.

2. Расчет отношения коэффициентов плазменных задержек и сравнение с экспериментом

Поскольку реальное запаздывание в появлении сигналов отсутствует, то требует пояснения вопрос о происхождении плазменной задержки при использовании в качестве приборов, вырабатывающих временную отметку, дискриминаторов со следящим порогом. Для этого использованы результаты работы [9], в которой на основе модели, предложенной в работе [10], получены выражения для времени, которое требуется для распада плазменного состояния участка трека длиной x от его конца, с учетом распределения вдоль трека заряда, генерированного частицей.

Рассмотрим три случая распределения генерированного заряда:

$$n_1 \sim dE/dx = const, \tag{4}$$

$$n_1 = ax, \tag{5}$$

$$n_1 = a(R - x), \tag{6}$$

где a - константа; R - длина трека; x - текущая координата; отсчитываемая от конца трека.

Тогда для времени распада участка плазмы длиной x от конца трека имеем:

$$t(x) = (3Kx)^{1/3} \tag{7}$$

для модели с постоянной вдоль трека плотностью заряда,

$$t(x) = (3Kx^3/R^2)^{1/3} \tag{8}$$

для модели с распределением заряда (5),

$$t(x) = (3K/R^2)^{1/3}[R^3 - (R-x)^3]^{1/3} \tag{9}$$

для модели с распределением заряда (6).

Величина K определяется формулой

$$K = \frac{q^2\overline{n}_1^2 A}{32\pi^3\mu(\epsilon\epsilon_0)^2 D_a^2}\frac{1}{F^3}, \tag{10}$$

где q - элементарный электрический заряд; A - площадь торцовой поверхности трека; μ - подвижность электронов; ϵ, ϵ_0 - диэлектрические постоянные вещества детектора и вакуума, соответственно; D_a - коэффициент амбиполярной диффузии; F - напряженность электрического поля; $\overline{n}_1$ - среднее значение линейной плотности зарядов, которое в модели с постоянным распределением тождественно равно n_1.

На рис.1 показаны зависимости отношения времени $t(x)$, необходимого

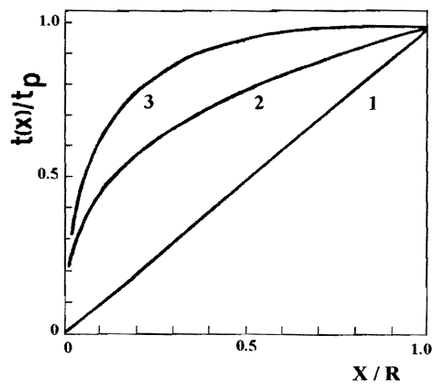

Рис.1. Зависимость времени распада плазменного состояния на участке трека длиной x от его конца, нормированного на плазменное время, от нормированной на пробег длины этого участка

для эрозии участков трека длиной x от его конца, к полному плазменному времени t_p от отношения x/R. Прямая 1 соответствует линейно спадающему к концу трека распределению, что является достаточно хорошей аппроксимацией распределения заряда вдоль трека осколка. Случаю, когда величина генерированного вдоль трека заряда постоянна, соответствует кривая 2. Кривая 3 соответствует линейно возрастающему к концу трека распределению заряда, которое принято в качестве аппроксимации распределения в треке α-частицы.

Из рис.1 видно, что при заданном значении x/R отношения $t(x)/t_p$ заметно отличаются друг от друга. Это означает, что форма сигнала при различных распределениях заряда может существенно отличаться.

Сравнение с экспериментом необходимо проводить не при одинаковых значениях x/R, а при одних и тех же значениях $E(x)/E$, что соответствует условиям измерения временной отметки дискриминатором со следящим порогом ($E(x)$ - энерговыделение на участке трека длиной x, E - полная энергия частицы). Зависимости $t(x)/t_p$ от $E(x)/E$ приведены на рис.2. Сравним между собою кривые 1 и 3, которые являются приближением для осколков деления и α-частиц, так как надежные экспериментальные данные имеются лишь для этих двух типов частиц. Поскольку в работах [3, 6] отношение k_f^d/k_α^d получено для фактора дискриминации $f = 0.2$, то для сравнения с экспериментом необходимо использовать значение $t(x)/t_p$ в точке $E(x)/E = 0.2$. В этой точке $t_f(x)/t_\alpha(x) = 0.68 t_{pf}/t_{p\alpha}$.

Если для вычисления плазменных времен t_{pf} и $t_{p\alpha}$ воспользоваться формулой

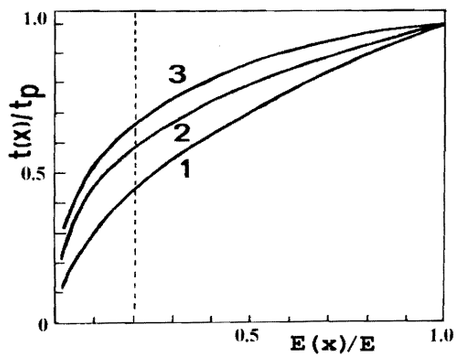

Рис.2. Зависимость времени распада плазменного состояния на участке трека длиной x от его конца, нормированного на плазменное время, от энерговыделения на этом участке трека, нормированного на полную энергию

из [10], то при условии равенства напряженностей электрического поля получим: $t_f(x)/t_\alpha(x) = 0.68(E_f^2 R_\alpha/E_\alpha^2 R_f)^{1/3}$. Здесь R_α, R_f - пробег α - частицы и осколка, соответственно. Пробег α - частиц с энергией 6.1 МэВ равен 35 мкм, а для осколков спонтанного деления следует взять значения энергии и пробега осколка средней массы ($< M >$=124 а.е.м.), которые соответственно равны $\simeq$90 МэВ и $\simeq$ 15 мкм. Если предположить, что $k_f^d/k_\alpha^d = t_f(x)/t_\alpha(x)$, и подставить указанные выше значения параметров, то получим $k_f^d/k_\alpha^d = 5.30$. Это оценочное значение хорошо согласуется с экспериментальными значениями k_f^d/k_α^d=4.8±2 и 6.83, приведенными в работах [3, 6]. Оценка, полученная на основе рассмотренного выше расчета, справедлива лишь для области напря-

женности электрических полей $F > F_{min}$, когда выполняется закономерность (3).

Отметим, что расчет также подтверждает экспериментально установленную слабую зависимость отношения коэффициентов плазменных задержек от фактора дискриминации. Из расчета следует, что увеличение фактора дискриминации в 5 раз приводит к росту отношения плазменных задержек всего лишь на 20%.

Таким образом, если принять во внимание, что использованные в расчете линейные аппроксимации распределений заряда в треке недостаточно точно описывают реальные распределения заряда, то можно сделать вывод, что полученный результат хорошо согласуется с экспериментом. Это позволяет сделать заключение, что при использовании дискриминаторов со следящим порогом в качестве приборов, вырабатывающих временную отметку, наблюдаемая задержка обусловлена различиями формы импульсов из-за различий в распределениях по длине треков зарядов, генерированных частицей в детекторе.

Автор выражает благодарность профессору Ю.Э.Пенионжкевичу за внимание и постоянный интерес к работам по полупроводниковым детекторам.

Литература

1. Quaranta Alberigi A., Taroni A., Zanarini G. Nucl. Instrum.Meth., 1969, Vol.**72**, p.72.
2. Moszynski M., Bengston B. Nucl. Instrum. Meth., 1971, Vol.**91**, p.73.
3. Henschel H., Hipp H., Kohle A., Gonnenwein F. Nucl. Instrum. Meth.,1996, Vol.**125**, p.365.
4. Meyer H. IEEE Trans. Nucl. Scie., 1966, Vol.**NS-13**, No.3, p.180.
5. Henschel H., Schmidt R. Nucl. Instrum. Meth., 1978, Vol.**151**, p.529.
6. Neidel H.-O., Henschel H. Nucl. Instrum. Meth., 1980, Vol.**178**, p. 137.
7. Girard J., Bolore M., Poutas J. Nucl. Instrum. Meth., 1982, Vol.**198**, p.557.
8. Hannapel L., Henschel H., Schmidt R. Nucl. Instrum. Meth., 1978, Vol.**151**, p.537.
9. Finch E. C. Nucl. Instrum. Meth., 1974, Vol.**121**, p.431.
10. Seibt W., Sundstrom K.E. and Tove P.A. Nucl. Instrum. Meth., 1973, Vol.**113**, p.317.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 июня 1999 года.

Кушнирук В.Ф. Р13-99-186
О плазменной задержке
в полупроводниковых детекторах ядерных излучений

Рассчитана динамика распада плазменного состояния в треках сильноионизирующих частиц для различных распределений заряда, генерированного частицей в треке. Получено отношение коэффициентов плазменной задержки для осколков деления и α-частиц, хорошо согласующееся с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1999

Перевод автора

Kushniruk V.F. P13-99-186
On the Plasma Delay Time in Semiconductor Radiation Detectors

Dynamics of the plasma erosion in the track of heavy ionizing particles was calculated for various distributions of the charges generated by particles in the track. The ratio of the plasma delay time coefficients for fission fragments and α-particles was obtained. The calculated ratio is in a good agreement with the experimental data.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1999