

©1995 г.

ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННОГО И КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЕВОГО ТРАНЗИСТОРА С ЗАТВОРОМ ШОТТКИ

С.В.Оболенский, Г.П.Павлов

Нижегородский государственный университет им. Н.И.Лобачевского,
603600, Нижний Новгород, Россия
(Получена 7 февраля 1994 г. Принята к печати 1 августа 1994 г.)

Приводятся результаты исследований радиационной деградации СВЧ характеристик GaAs полевых транзисторов с затвором Шоттки (ПТШ). Рассчитана и экспериментально измерена деградация коэффициентов усиления и шума ПТШ. Предложена конструкция ПТШ с частичной компенсацией радиационной деградации.

1. Введение

Радиация, в условиях которой работают некоторые виды аппаратуры военного и космического назначения, а также измерительная аппаратура в ядерной энергетике, создает обстановку, предъявляющую наиболее жесткие требования к полупроводниковой аппаратуре. В первую очередь это касается стабильности работы полупроводниковых структур. Тема радиационной стойкости полупроводниковых приборов достаточно сложна и малоизучена в силу многообразия видов излучений, радиационных повреждений, самих полупроводниковых структур и, следовательно, актуальна.

Все высокоэнергетичные частицы можно разделить на легкие и тяжелые заряженные частицы, нейтроны и кванты жестких излучений. Ядерные реакторы испускают в основном нейтроны и гамма-кванты с энергиями 0.3–2.0 МэВ, радиационные пояса Земли — протоны с энергиями 10^6 – 10^{11} эВ и α -частицы. Бомбардировку α -частицами можно легко устранить, поместив полупроводниковую структуру в корпус. Поэтому на электронные схемы воздействуют в первую очередь нейтроны и протоны. В настоящей статье исследуется влияние нейтронного и протонного облучений на статические и динамические характеристики ПТШ СВЧ диапазона.

2. Математическая модель

В качестве объекта исследования выбрана структура, представленная на рис. 1. Подложка полужолирующая из GaAs, компенсированного хромом. Ширина структуры — 400 мкм, длина затвора — 0.7 мкм. Ширина канавки под затвор составляет 2.1 мкм, а зазор затвор-исток — 1.5 мкм. Выбор толщины структуры обусловлен тем, что все процессы происходят в канале транзистора, и увеличение расчетной области по глубине более 1 мкм не влияет на результаты.

Математическая модель ПТ является двумерной задачей в силу большой протяженности транзистора по третьей координате. Таким образом, переменные в уравнениях зависят от двух координат и времени. Размеры структуры значительно превышали длину релаксации энергии электронов (длина затвора равна 1 мкм), поэтому использовалась локально-полевая система уравнений переноса [1]:

$$\Delta V = -\frac{e}{\epsilon_s}(p - n + N),$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{1}{e} + J_n - R(n, p), \quad \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} + J_p - R(n, p),$$

$$J_n = en\mu_n E + e\nabla(D_n n), \quad J_p = ep\mu_p E - e\nabla(D_p p), \quad (1)$$

где V — потенциал, n , p — концентрация электронов и дырок, N — концентрация доноров, $J_{n,p}$ — плотность электронного и дырочного тока, $\mu_{n,p}$ — подвижность электронов и дырок, E — напряженность электрического поля, $D_{n,p}$ — коэффициент диффузии электронов и дырок, e — заряд электрона, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость GaAs,

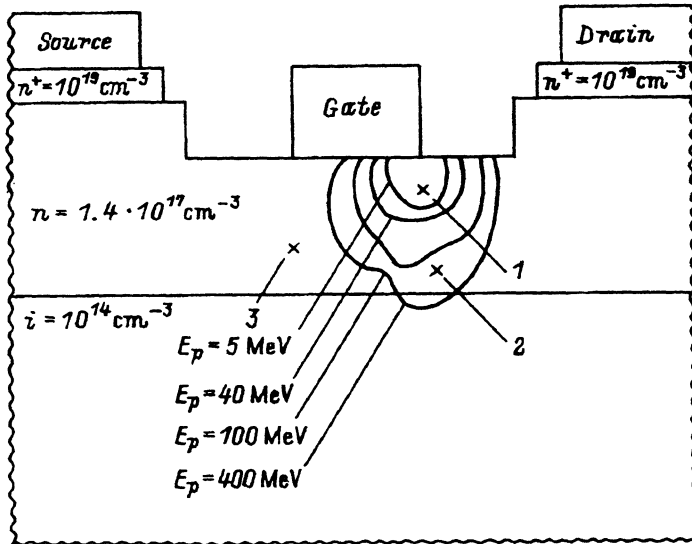


Рис. 1. Поперечный разрез исследуемой структуры и чувствительная область транзистора, соответствующая различным энергиям протонов (x — места попадания протонов, соответствующие графикам на рис. 5).

$R(n, p)$ — скорость рекомбинации электронов и дырок. Для решения системы уравнений применялись стандартные методы [2].

Система уравнений (1) содержит ряд электрофизических параметров. Подвижность и коэффициент диффузии связаны соотношением Эйнштейна, границы применимости которого рассмотрены в [1]. Зависимость подвижности от электрического поля для полупроводников известна из эксперимента. Полескоростные характеристики электронов и дырок в GaAs задаются выражениями [2]

$$v_n(E) = -\frac{\mu_n E + v_s(E/E_0)^4}{1 + (E/E_0)^4}, \quad v_p(E) = \frac{\mu_p E}{1 + \mu_p E/v_s}, \quad (2)$$

где $\mu_{n,p}$ — подвижность в слабом электрическом поле, $v_s = 10^7$ см/с — скорость насыщения, $E_0 = 10^4$ В/см. Зависимость подвижности от концентрации доноров задавалась эмпирической формулой [2]

$$\mu = \frac{\mu_0}{[1 + (N/N_0)^{1/2}]}, \quad (3)$$

где $N_0 = 10^{17}$ см⁻³, μ_0 — экспериментально измеренная подвижность электронов в нелегированном материале, равная 6000 см²/В·с.

Нейтроны и протоны, взаимодействуя с кристаллом полупроводника, порождают точечные дефекты и комплексы дефектов. Подвижные вакансии могут объединяться с атомами примеси, донорами или другими вакансиями, создавая устойчивые дефекты при комнатной температуре, которые являются эффективными центрами рассеяния или захвата. Кроме того, частицы могут смещать атомы примеси из узлов решетки, переводя их в электрически неактивное состояние. В результате изменяются подвижность и концентрация носителей заряда. Влияние нейтронной бомбардировки учитывалось путем уменьшения концентрации активной примеси и подвижности носителей в соответствии с формулами [3]

$$N = N_0(1 - aD), \quad \mu^{-1} = \mu_0^{-1}(1 + bD), \quad (4)$$

где

$$a = 7.2 \cdot 10^{-4} N_0^{-0.77}, \quad b = 7.8 \cdot 10^{-6} N_0^{-0.64}, \quad (5)$$

N_0 и μ_0 — исходные концентрация и подвижность носителей.

Доза быстрых протонов может быть пересчитана в дозу быстрых нейтронов [4]. Доза 1 нейтрон/см² соответствует 10²–10⁶ протон/см² в зависимости от энергии протонов [4]. Кроме образования дефектов, быстрые протоны при прохождении через полупроводник создают трек из ионизованных атомов [4]. При движении в полупроводнике протон может претерпевать упругое рассеяние на атомах. Однако вероятность изменения траектории движения на угол θ убывает с ростом θ . Протон с энергией 40 МэВ (максимум в спектре космического излучения, прошедшего через обшивку спутника) вызывает генерацию 10⁷ электронов и дырок, что приводит к импульсам токов на затворе и стоке. Этот эффект моделировался искусственным добавлением в одну

или несколько ячеек расчетной сетки 10^7 электронов. Генерированные носители собираются электродами, а также происходит рекомбинация носителей, которая описывается выражением [5]

$$R(n, p) = \frac{(pn - n_i^2)}{\tau_p(n + n_i) + \tau_n(p + n_i)}, \quad (6)$$

$$\tau_p = \frac{3.95 \cdot 10^{-5}}{(1 + N/7.1 \cdot 10^{15})}, \quad \tau_n = \frac{3.52 \cdot 10^{-5}}{(1 + N/7.1 \cdot 10^{15})}, \quad (7)$$

где $\tau_{p,n}$ — времена жизни электронов и дырок, n_i — собственная концентрация, N — концентрация доноров.

Малосигнальные характеристики ПТ однозначно определялись по методу, предложенному в [6]. В работе [7] дается следующее соотношение для определения коэффициента шума:

$$F = 1 + \frac{\langle I_d^2 \rangle \text{Re}(Y_{11})}{kT_0 \Delta f Y_{21}^2}, \quad \langle I_d^2 \rangle = \frac{4kT_e \Delta f}{R}, \quad (8)$$

где R — сопротивление активной части транзистора, $\langle I_d^2 \rangle$ — средний квадрат шумового тока стока в результате случайного изменения сопротивления исток-сток, k — постоянная Больцмана, T_0 — температура решетки, Δf — полоса частот, Y_{11}, Y_{21} — Y -параметры транзистора, T_e — температура электронного газа.

Для учета шумов, вносимых металлизацией затвора, мы воспользуемся эмпирической формулой [8]. Окончательно получаем

$$F = 1 + \frac{4T_e \text{Re}(Y_{11})}{T_0 |Y_{21}|^2} + 0.3fL_g \left(\frac{n}{a} \right)^{1/6} \left[\frac{3.3W^2}{hL_g} + 0.6W^2 \left(\frac{rf}{hL_g} \right)^{1/2} \right], \quad (9)$$

где L_g — длина затвора (мкм), f — рабочая частота (ГГц), n — концентрация носителей (10^{16} см $^{-3}$), W — ширина затвора (мм), h — толщина металлизации затвора (мкм), r — удельное сопротивление затвора (10^{-6} Ом·см), a — толщина слоя под затвором (мкм).

3. Результаты

В работе рассмотрена стойкость ПТШ к нейтронному и протонному излучениям, рассчитаны дозы, при которых прибор выходит из строя, исследована возможность частичной компенсации радиационной деградации прибора.

С целью подтверждения теоретических расчетов проведен эксперимент. Структуры были облучены потоком быстрых нейтронов ($E_n = 1$ МэВ) на реакторе ВИР-2М с дозами от $5 \cdot 10^{13}$ до $5 \cdot 10^{15}$ нейтрон/см 2 . На рис. 2 сравниваются теоретически рассчитанная и экспериментально измеренная ВАХ ПТШ до и после облучения

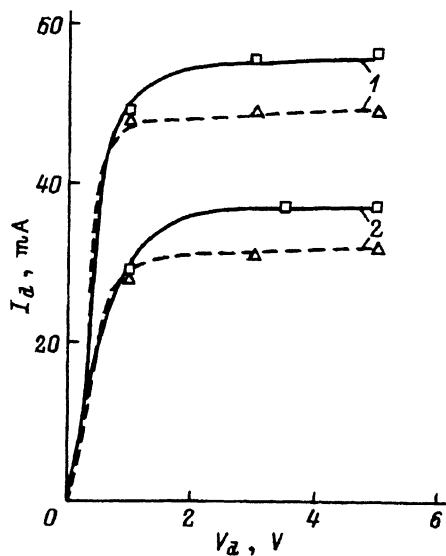


Рис. 2. ВАХ структуры до и после облучения нейтронами с дозой $D = 5 \cdot 10^{15}$ нейтрон/см² (сплошные кривые — расчет до облучения, штриховые — расчет после облучения, треугольники и квадраты — эксперимент). $V_g, В$: 1 — 0, 2 — 0.5.

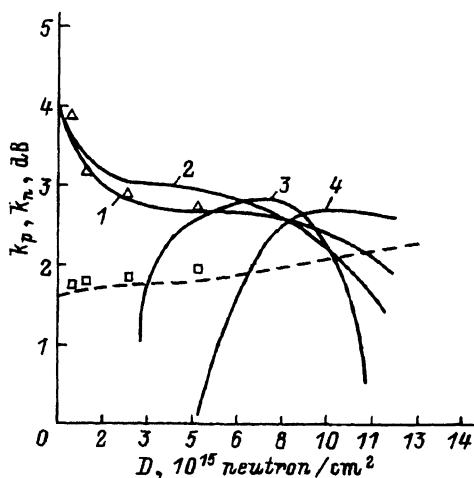


Рис. 3. Деградация коэффициентов усиления (сплошные кривые) и шума (штриховая кривая) структуры под действием потока нейтронов на частоте 12 ГГц. Толщина канала равна 0.112 мкм. Концентрация примеси в канале $N_d, 10^{17} \text{ см}^{-3}$: 1 — 1.4, 2 — 1.2, 3 — 2, 4 — 2.6. Коэффициент шума приведен для $N_d = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Треугольники и квадраты — экспериментально измеренные коэффициенты усиления и шума структуры с $N_d = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

с дозой $D_n = 10^{15}$ нейтрон/см². Крутизна до облучения равна 38 мА/В и уменьшается до 34 мА/В после облучения.

На рис. 3 приведены зависимости малосигнальных коэффициентов усиления по мощности при согласованных нагрузках от дозы быстрых частиц для различных концентраций примеси в канале (толщина канала составляет 0.112 мкм, частота 12 ГГц, рабочие напряжения: на стоке 5 В, на затворе 0 В). Так же здесь приведена зависимость коэффициента шума от дозы быстрых частиц.

Основной причиной падения коэффициентов усиления и увеличения коэффициентов шума является уменьшение концентрации активной примеси в канале транзистора из-за того, что донорные атомы, выбитые из решетки, не поставляют электроны в зону проводимости, но продолжают оставаться рассеивающими центрами. Кроме того, возникают новые рассеивающие центры, когда нейтрон выбивает в междоузлии атом галлия или мышьяка. Доза $1 \cdot 10^{16}$ нейтрон/см² дает уменьшение коэффициента усиления в 2.5 раза.

Предельные частоты генерации и усиления по току составляли до облучения 27 и 25 ГГц соответственно. Они уменьшались в 2 раза после облучения дозой $6 \cdot 10^{15}$ нейтрон/см² и в 4 раза при дозе $2 \cdot 10^{16}$ нейтрон/см². Это объясняется уменьшением подвижности элект-

тронов, вследствие чего увеличивается время пролета электронов под затвором. Применяя ПТШ с более высокими предельными частотами, можно увеличить радиационную стойкость устройства. Однако часто ПТШ используются на частотах, близких к граничным. В этом случае важно выбрать оптимальную конструкцию ПТШ и режимы его работы.

Для достижения высокого коэффициента усиления необходимо, чтобы транзистор работал в режиме, когда обедненная область под затвором распространяется на большую часть канала (приблизительно на $4/5$ канала) и в то же время не перекрывает канал полностью. В этом случае крутизна прибора будет максимальной, так как высокое значение тока стока (30–60 мА) оптимально сочетается с сильным влиянием напряжения затвора на величину обедненной части канала. Из формулы для ширины обедненной области барьера Шоттки [5] следует, что толщина канала и концентрация активной примеси в нем связаны следующим соотношением:

$$W^2 \cdot N_d = a_0 = \text{const.} \quad (10)$$

Величина a_0 рассчитывалась при помощи описанной выше двумерной модели ПТШ. Полученное значение $a_0 = 1.6\text{--}1.8 \cdot 10^7 \text{ см}^{-1}$ хорошо согласуется с экспериментальными результатами для концентрации примеси в канале от $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

При облучении полупроводника быстрыми частицами эффективная концентрация примеси уменьшается, ширина обедненной области под затвором увеличивается и транзистор закрывается. В этом случае возможно применение транзисторов с несколько большим уровнем легирования, чем необходимо при данной толщине канала. Тогда при облучении усилительные и шумовые свойства прибора будут сначала улучшаться, а затем транзистор начнет деградировать, что и иллюстрирует рис. 3. Кроме того изменением смещения на затворе удастся и дальше компенсировать влияние радиации. Путем уменьшения напряжения на затворе по мере уменьшения концентрации активной примеси возможно поддержание оптимальной толщины обедненной области под затвором.

На рис. 4 представлены зависимости коэффициента усиления и тока стока от дозы быстрых частиц без компенсации радиационной дегра-

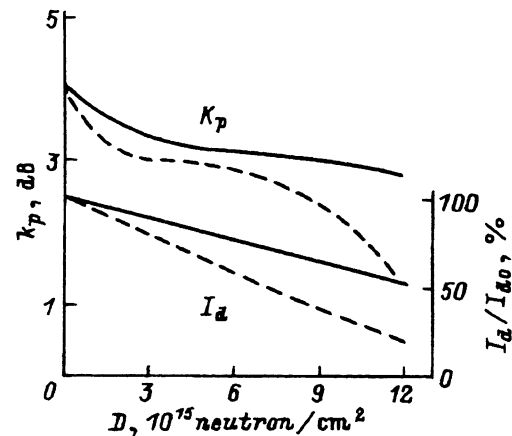


Рис. 4. Зависимость коэффициента усиления и тока стока от дозы быстрых частиц с компенсацией радиационной деградации (сплошные кривые) и без компенсации (штриховые) на частоте 12 ГГц.

дации напряжением смещения затвора и с ее использованием. Следует учесть, что изменится входной импеданс транзистора, однако в транзисторах с высоким уровнем легирования канала основной составляющей входного импеданса является емкость затвора. При использовании компенсации радиационной деградации автоматически поддерживается постоянная емкость затвора и, следовательно, входной импеданс изменяется незначительно. Автоматическое поддержание необходимого напряжения на затворе может быть реализовано с помощью делителя напряжения, состоящего из трех сопротивлений. Два сопротивления изготавливаются напылением высокоомных металлов и не деградируют при облучении. Третье сопротивление является датчиком быстрых частиц и изготавливается на том же активном слое структуры, что и ПТШ.

При прохождении быстрых протонов через кристалл транзистора возникает трек из заряженных частиц, который за времена порядка 5–10 пс рассасывается, и транзистор приходит в стационарное состояние. Очевидно, что наибольшее влияние окажут протоны, треки которых будут лежать в области канала параллельно затвору.

Поскольку время воздействия одного протона на транзистор сравнимо с периодом колебаний на рабочей частоте, а время между соседними попаданиями протонов составляет десятки тысяч таких периодов, вклад протонной ионизации в шумы транзистора невелик. Коэффициент усиления и предельные частоты также изменятся несущественно. Но импульс тока стока при «удачном» попадании протона будет достаточно для сбоя в ячейке памяти, выполненной на ПТШ, т.е. перевода триггера из одного состояния в другое [3].

В данной работе оценивалась доза протонов, необходимая для одиночного сбоя ячейки памяти с заданной вероятностью. Ячейка памяти представляет собой триггер, состоящий из 2 транзисторов. Заряд, необходимый для перевода триггера из одного состояния в другое, оценивался путем интегрирования тока затвора по времени при ступенчатом изменении напряжения на затворе транзистора с 0 В (открытое

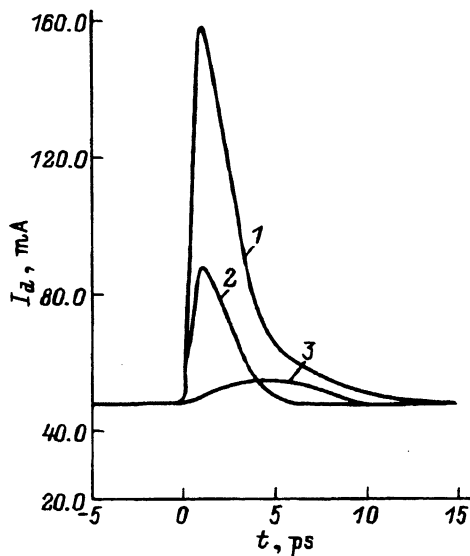


Рис. 5. Зависимость тока стока от времени при попадании протона в структуру параллельно затвору (места попадания, соответствующие графикам, помечены цифрами на рис. 1).

состояние) до -3 В (закрытое состояние), Одиночным сбоем считался переход ячейки из одного состояния в другое без изменения внешних напряжений за счет импульса тока стока, возникающего при попадании протона. На рис. 5 приведены характерные всплески тока стока при попадании протона в кристалл транзистора параллельно затвору, рассчитанные при помощи данной модели. Путем интегрирования по времени находился заряд, сообщаемый затвору второго транзистора.

«Стреляя» протонами в разные ячейки сетки, можно оценить чувствительную область транзистора (рис. 1) для разных энергий протонов. При попадании протона в эту область происходит сбой. Затем оценивалась вероятность попадания протонов в эту область с учетом возможности однократного упругого рассеяния протонов, как функция дозы протонов. Дозу $3 \cdot 10^{11}$ протон/см²бит можно считать предельной для ячейки памяти, собранной на транзисторах типа исследуемой структуры, что хорошо согласуется с экспериментальными данными ($2.3 \cdot 10^{11}$ протон/см²бит), приведенными в статье [3].

4. Заключение

Дозу $1 \cdot 10^{16}$ нейтрон/см² можно считать предельной для исследуемой структуры без компенсации напряжением смещения затвора, $1.5 \cdot 10^{16}$ нейтрон/см² — при компенсации радиационной деградации. Предложена конструкция делителя напряжения, автоматически поддерживающего оптимальное напряжение смещения на затворе. Ячейка памяти, собранная на данных транзисторах, будет работать вплоть до дозы $3 \cdot 10^{11}$ протон/см²бит без сбоев с вероятностью 99%.

Список литературы

- [1] Г.П. Павлов. Электрон. техн., сер. Электроника СВЧ, вып. 1(435), 38 (1991).
- [2] В.Л. Энгль, Х.К. Диркс, Б.Р. Майнерцхаген. *Моделирование полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1985).
- [3] Р. Цулер. ТИИИЭР, 77, 24 (1989).
- [4] В.С. Вавилов. *Действие излучений на полупроводники* (М., 1963).
- [5] С.М. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Энергия, 1973).
- [6] M. Reiser. Trans. Electron. Dev., ED-20, 35 (1973).
- [7] W. Batchold, H.J.O. Stuff. Electron. Lett., 4, 346 (1968).
- [8] Д.В. Ди Лоренцо, Д.Д. Канделуола. *Полевые транзисторы на арсениде галлия* (Радио и связь, 1988).

Редактор В.В. Чалдышев

The influence of neutron and cosmic irradiations on the characteristics of Schottky-gate field-effect transistor

S.V. Obolensky, G.P. Pavlov

Nizhny Novgorod University, 603600 Nizhny Novgorod, Russia