

Высокочастотные свойства лавинного умножения фотоносителей в структурах с отрицательной обратной связью

© Т.М. Бурбаев, В.А. Курбатов, Н.Е. Курочкин*, В.А. Холоднов*

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

* ГНЦ РФ НПО "Орион", теоретический отдел,
111123 Москва, Россия

(Получена 14 февраля 2000 г. Принята к печати 24 февраля 2000 г.)

Исследованы высокочастотные характеристики фоточувствительных лавинных структур Si-SiC. Показано, что их быстродействие существенно выше, чем быстродействие кремниевых лавинных фотодиодов. Проведен теоретический анализ высокочастотных свойств лавинных фотодиодов, получены аналитические выражения для произведения ширины полосы на коэффициент усиления. Показано, что для структур типа металл-диэлектрик-полупроводник с отрицательной обратной связью это произведение не является универсальным параметром, поскольку при высоких коэффициентах усиления эффективная величина отношения коэффициентов ударной ионизации различными типами носителей заряда в таких структурах оказывается существенно иной, чем в лавинных фотодиодах.

Введение

Традиционно считается, что наилучшие характеристики лавинного усиления реализуются в лавинных фотодиодах (ЛФД) из кремния. Причиной этого является существенное различие коэффициентов ударной ионизации электронами и дырками в кремнии, что ослабляет положительную обратную связь лавинного процесса, вызывающую разброс амплитуд одноэлектронных усилений. Этот разброс проявляется, естественно, в виде избыточного шума, поведение которого в ЛФД хорошо подчиняется известной теории Макинтайра [1].

Существует, однако, ряд исследований [2–5], показывающих, что структуры типа металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) на основе кремния обнаруживают намного лучшие характеристики, чем кремниевые ЛФД, при этом до сих пор наибольшее внимание уделялось усилительным и шумовым свойствам таких структур. Основные результаты данной работы касаются исследований временных характеристик, но мы приведем также и основные результаты исследований шума, поскольку, как будет показано далее, они в значительной мере взаимосвязаны.

Шумы лавинных структур типа МДП

К структурам типа МДП можно отнести как собственно структуры кремний-диэлектрик, так и гетеродиоды кремний-широкозонный полупроводник, в которых эффективное обеднение области кремния при постоянном электрическом смещении обеспечивается за счет высокой концентрации глубоких центров в широкозонном полупроводнике [2]. В этом случае отток носителей из потенциальной ямы на границе происходит через слой широкозонного полупроводника. В структурах типа МД(*p-n*)/МД(*n-p*) [3] при слабом легировании при-

легающего к диэлектрику тонкого полупроводникового слоя отток носителей с границы раздела происходит вдоль плоскости структуры.

На рис. 1 показаны измеренные значения коэффициента шума (F) для различных структур в зависимости от величины коэффициента умножения (M), в том числе и для структур Si-SiC, временные характеристики которых обсуждаются в дальнейшем. Структуры кремний-диэлектрик (Si-SiO₂) не обеспечивают протекания постоянного тока, поэтому испытывались в импульсном режиме электрического смещения. На том же рисунке приведены расчетные зависимости коэффициента шума по теории Макинтайра для отношения коэффициентов ударной ионизации дырками и электронами $k = 0.001$. Видно, что теория Макинтайра не описывает поведение шума МДП структур даже при столь малом значении k .

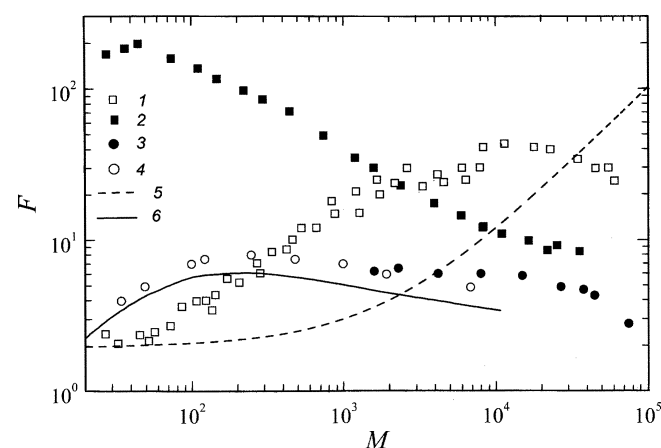


Рис. 1. Экспериментальные значения коэффициента шума и расчетные зависимости $F(M)$ для ряда структур типа МДП: 1 — Si-TiO_x [5]; 2 — Si-SiC; 3 — Si-SiO₂ [4]; 4 — Si(*p-n*)-SiO₂ [3]; 5 — расчет для случая *p-n*-перехода [1], $k = 0.001$; 6 — расчет для структуры типа МДП [6].

Отметим, что значения $k < 0.01$ даже для кремниевых ЛФД практически нереальны. Показаны также и результаты расчета для структур типа МДП, выполненного нами ранее [6].

Качественное объяснение наблюдаемого поведения шума состоит в следующем. В отличие от ЛФД, где размножение носителей в результате ударной ионизации представляет собой лавинный, т.е. самозатухающий в постоянном электрическом поле, процесс, в случае МДП структур ударная ионизация начинается в поле, существенно превышающем поле пробоя, аналогично гейгеровскому режиму ЛФД. В отличие от последнего, гашение пробоя в нашем случае происходит локально для каждого "одноэлектронного" процесса благодаря внутреннему механизму отрицательной обратной связи — экранировке электрического поля в области пространственного заряда (ОПЗ) за счет накопления заряда на границе раздела или в объеме широкозонного полупроводника.

Уменьшение электрического поля во время лавинного процесса приводит к снижению вероятности рождения каждого следующего поколения электронов, при этом эффективное значение k должно уменьшаться, причем в тем большей степени, чем выше начальная величина поля (т.е. M). В пределе можно представить, что первого поколения электронов достаточно для экранирования поля в такой степени, что дальнейшее размножение в ОПЗ практически невозможно. В этом случае шум-фактор стремится к 2 (так как можно считать, что первичные дырки не успевают привести к какой-либо заметной генерации, что эквивалентно случаю $k = 0$).

Быстродействие лавинных МДП структур

Ранее [5] мы уже отмечали, что временные характеристики МДП структур, так же как и шумовые, существенно отличаются от характеристик ЛФД. Здесь мы приведем более подробные результаты и их теоретическое обоснование.

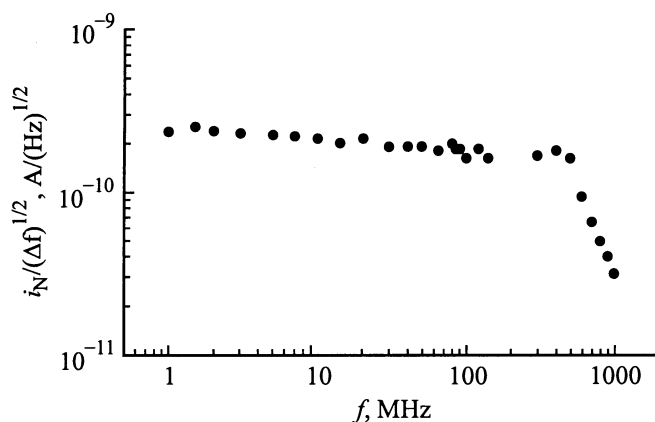


Рис. 2. Частотная зависимость спектральной плотности шумового тока в гетеропереходном диоде Si-SiC, инициированного излучением с $\lambda = 0.7$ мкм.

Нами проведены измерения амплитудно-частотных характеристик шума гетеропереходных лавинных фотодиодов Si-SiC в полосе частот 1–1000 МГц. На рис. 2 показана зависимость спектральной плотности тока шума $i_N/(\Delta f)^{1/2}$ от частоты f фотодиода, работающего в режиме умножения с $M \approx 10\,000$ при непрерывном освещении излучением с длиной волны $\lambda = 0.7$ мкм. Полученная экспериментальная зависимость свидетельствует о том, что полоса частот усиления фотодиода составляет (с учетом RC-ограничения электрической цепи) не менее 500–600 МГц. Произведение ширины полосы на коэффициент умножения в этом случае превышает 5000 ГГц, что более чем на порядок выше значения, найденного для кремниевых ЛФД — 320 ГГц [7]. Подобные результаты получены нами и при исследованиях структур Si-SiO₂ в импульсном режиме.

Отметим, что во всей использованной полосе частот, начиная с 1 МГц, наблюдается небольшой спад. Измерения на ряде образцов обнаружили, что в большинстве случаев амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) имеет еще больший подъем на низких частотах. Это говорит о наличии долговременных "хвостов" одноэлектронных импульсов.

Произведение коэффициента умножения на ширину полосы

Лавинный процесс в обычном резком p - n -переходе происходит в условиях положительной обратной связи, которая осуществляется за счет ионизации вторичными носителями (иного знака, чем носитель, инициирующий лавину).

Иницирующий лавину электрон создает M_0 электронов и соответственно $M_0 - 1$ дырок. При малых k можно считать, что практически все дырки образовались на металлургической границе. С некоторой вероятностью (ρ) дырки создадут электронно-дырочную пару. В силу малости ρ с высокой степенью вероятности вторичный электрон образуется на границе ОПЗ, и с вероятностью $(M_0 - 1)\rho$ процесс лавинного размножения повторится. Так как все электроны имеют одинаковые условия для размножения, от усреднения по времени можно перейти к усреднению по ансамблю, т.е. считать, что ток уменьшится от своего максимального значения в e раз, когда вероятность возникновения n -го поколения электронов будет равна $1/e$:

$$[(M_0 - 1)\rho]^n = 1/e.$$

Время развития лавины —

$$T = n\tau,$$

где τ — два времени пролета ОПЗ.

При стационарной засветке общее число рожденных в лавинном процессе электронов и дырок (т.е. коэффициент усиления M) будет

$$M = M_0 + M_0 - 1 + M_0(M_0 - 1)\rho + (M_0 - 1)(M_0 - 1)\rho + \dots = \frac{2M_0 - 1}{1 - (M_0 - 1)\rho}.$$

Таким образом, произведение усиления на полосу пропускания есть

$$\begin{aligned} \Delta f M &= \frac{2M_0 - 1}{1 - (M_0 - 1)\rho} \frac{1}{2\pi\tau} \\ &= (2M_0 - 1) \frac{-\ln[(M_0 - 1)\rho]}{1 - (M_0 - 1)\rho} \frac{1}{4\pi\tau}. \end{aligned}$$

При $M \gg 1$ $(M_0 - 1)\rho$ стремится к 1, и соответственно произведение полосы пропускания на коэффициент усиления стремится к $(2M_0 - 1)/4\pi\tau$. Численные расчеты показывают, что при $M > 10$ величина M_0 практически не изменяется (при постоянном k). Можно показать также, что в этом случае и при $k \ll 1$ $M_0 \approx 1/k$. Это означает, что для кремния произведение усиления на ширину полосы при больших коэффициентах умножения будет определяться простым соотношением

$$\Delta f M \approx 1/2\pi k\tau.$$

Несмотря на достаточно приближенный характер, полученные выражения объясняют поведение величины $\Delta f M$ как характерного параметра для определенного класса структур. О точности полученных результатов можно судить из сравнения с известной работой Эммонса [8], где методами машинного счета показано, что время развития лавины изменяется от $(1/3)M\tau$ при малых M до $2kM\tau$ при $M \gg 1$. Расчет по полученной формуле дает соответственно изменение от $(1/e)M\tau$ до $kM\tau$. Напомним, что эти результаты получены в предположении постоянной и не зависящей от поля величины k .

Для МДП структур, как уже отмечалось выше, лавинное размножение носителей происходит в уменьшающемся в течение лавинного процесса поле, что приводит к изменению значения k в течение процесса. Про этой причине при реализации механизма отрицательной обратной связи, снижающего вероятность ионизации каждым последующим поколением дырок, произведение $\Delta f M$ уже не будет универсальным показателем для любых (по крайней мере больших) M и будет изменяться с величиной M .

Об эффективной величине k в рабочей точке (k_{eff}) можно судить по соотношению коэффициента усиления и коэффициента шума. Не претендуя на строгость, предположим, что в каждой рабочей точке мы можем использовать формулу Макинтайра, чтобы определить $k_{\text{eff}} = k(M)$. Тогда при $F \gg 1$ $k_{\text{eff}} = F(M)/M$, что дает

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi k_{\text{eff}}\tau M} = \frac{1}{2\pi F(M)\tau}.$$

В таком виде выражение для Δf применимо и для структуры с отрицательной обратной связью. Подставляя в него значения параметров для испытанной гетероструктуры ($M = 10\,000$, $F = 10$, толщина ОПЗ $w = 2$ мкм, скорость носителей в насыщении $v_s = 10^7$ см/с), получим

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi F(M)(2w/v_s)} \approx 500 \text{ МГц},$$

что согласуется с экспериментальным результатом.

Учитывая приближенный характер расчета, естественно ожидать достаточно существенного различия расчетного и экспериментального значений, но, учитывая RC-ограничение, можно считать, что экспериментальное значение по крайней мере не ниже расчетного.

Эффективное отношение коэффициентов ионизации дырками и электронами составляет в этом случае $k_{\text{eff}} = F(M)/M = 0.001$, а число поколений вторичных носителей

$$n = \frac{T}{\tau} = \frac{1}{2\pi\Delta f(2w/v_s)} \approx 8.$$

В предельном случае при $n = 1$ время отклика на одиночный импульс будет равно времени дрейфа дырок от гетерограницы к границе ОПЗ. Здесь важно отметить, что, как показывают вычисления для случая постоянного уровня легирования (линейная зависимость поля от координаты), на быстроедействие резких p - n -переходов при больших M ($M > 10$) оказывает влияние примерно 0.1–0.3 от длины ОПЗ (в зависимости от используемой аппроксимации зависимости коэффициентов ударной ионизации от напряженности электрического поля).

Заключение

В гетероструктурах, подобных МДП структурам, достигается существенное снижение эффективного отношения вероятностей ударной ионизации электронами и дырками для лавинного процесса в кремнии, что приводит к радикальному улучшению как пороговых, так и временных характеристик лавинных фотодетекторов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и технологии РФ в рамках программы "Перспективные устройства и технологии микро- и нанoeлектроники" (№ 02.04.1.1.16.Э.1.), Государственной программы поддержки научных школ (№ 96-15-96341) и РФФИ (грант № 99-02-16675).

Список литературы

- [1] R. McIntyre. J. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-13** (1), 164 (1966).
- [2] Т.М. Бурбаев, В.А. Курбатов. КСФ ФИАН (1994) вып. 11–12, с. 38.
- [3] N. Bacchetta, D. Bisello, Z. Sadygov et al. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. (A), **387** (1–2), 225 (1997).

- [4] Т.М. Бурбаев, В.В. Кравченко, В.А. Курбатов, В.Э. Шубин. КСФ ФИАН, (1990) вып. 4., с. 19.
- [5] А.П. Болтаев, Т.М. Бурбаев, Г.А. Калюжная, В.А. Курбатов, Т.И. Осина, Н.Н. Соловьев. ФТП, **29** (7), 1220 (1995).
- [6] Н.Е. Курочкин, В.А. Холоднов. Письма ЖТФ, **25** (9), 70 (1999).
- [7] T. Kaneda et al. J. Appl. Phys., **47**, 4960 (1976).
- [8] R.V. Emmons. J. Appl. Phys., **38**, 3705 (1967).

Редактор Л.В. Шаронова

High-frequency properties of avalanche multiplication of photocarriers in structures with negative feedback

T.M. Burbaev, V.A. Kurbatov, N.E. Kurochkin*,
V.A. Kholodnov*

P.N. Lebedev Physical Institute,
Russian Academy of Sciences,
117924 Moscow, Russia

* Theoretical Department,
Russian Science Center "ORION",
111123 Moscow, Russia

Abstract High-frequency characteristics of photosensitive avalanche Si-SiC structures have been investigated. Their high-speed properties are shown to be significantly improved over silicon avalanche photodiodes. As a result of theoretical analysis of high-frequency properties of avalanche photodiodes analytical relations for gain-bandwidth product were obtained. It is shown, that for metal-dielectric-semiconductor-type structures with negative feedback this product is not a universal parameter, since the effective ratio between impact ionization coefficients of different types of carriers in such structures is found to be significantly different from that of avalanche photodiodes.