

©1995 г.

СВОЙСТВА ЛАВИННЫХ ФОТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОПЕРЕХОДА Si-TiO₂

*А.П.Болтаев, Т.М.Бурбаев, Г.А.Калюжная, В.А.Курбатов,
Т.И.Осина, Н.Н.Соловьев*

Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской академии наук,
117924, Москва, Россия
(Получена 24 сентября 1994 г. Принята к печати 5 октября 1994 г.)

Исследованы характеристики лавинных фотодиодов типа *p*-Si-TiO₂ с высокой концентрацией вакансий кислорода в слое TiO₂. Измерения фоточувствительности и шума фотодиодов показали, что в отличие от гомопереходных лавинных фотодиодов они позволяют сочетать очень высокое значение коэффициента умножения фотосигнала $M = 7 \cdot 10^4$ с относительно небольшой величиной коэффициента шума $F = 25$.

Появившиеся в последние годы публикации, посвященные исследованию фоточувствительных лавинных гетеропереходов типа Si-SiC [1,2], Si-TiO₂ Si-HfO₂, Si-ZrO₂ [3], свидетельствуют о том, что такие приборы могут составить конкуренцию кремниевым лавинным фотодиодам. Гетеропереходы проявляют фотоприемные характеристики, близкие к свойствам лавинных МДП структур [4], в отличие от последних, работая в непрерывном режиме. Здесь мы приведем результаты исследований лавинных фотодиодов на гетеропереходах Si-TiO₂ и обсудим физические причины, обеспечивающие стационарный лавинный режим в кремнии в таких структурах и относительно невысокий уровень шума.

Образцы и техника измерений

Структуры Si-TiO₂ изготавливались двумя способами — методом «золь-гель» и с помощью магнетронного распыления. Двуокись титана наносилась на предварительно обработанную с помощью фотоотжига в атмосфере водорода поверхность кремния *p*-типа. Концентрация примесей в кремнии составляла $1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, толщина слоя TiO₂, нанесенного на кремний, равнялась (500–1500) Å. Контактные электроды наносились вакуумным напылением алюминия на кремний и никеля на слой TiO₂. Контакт к кремнию осуществлялся по всей площади подложки, а контакты к TiO₂ напылялись через маску, диаметр отверстий

в которой (1 мм) определял площадь второго электрода. Последний являлся одновременно приемной площадкой фотодиода, так как слой никеля был достаточно тонким, чтобы обеспечить не менее 50% пропускания излучения.

При изготовлении окисла использовались различные температуры отжига в пределах (400–800) °С, а при магнетронном распылении титана варьировалось также давление кислорода в камере. Это позволило получить окислы с отклонением от стехиометрического состава, что в сильной мере влияет на электрофизические характеристики TiO_2 [5].

Измерения коэффициента умножения M для гетероструктур проводились при освещении их импульсами излучения светодиода с длиной волны 0.7 мкм. Длительность импульсов излучения составляла 1 мкс. Интенсивность излучения регулировалась величиной тока через светодиод, а также калиброванными оптическими ослабителями. Абсолютная величина оптической мощности определялась с помощью калиброванного $p-i-n$ -диода из кремния. При измерениях M интенсивность излучения устанавливалась такой, чтобы величина фотосигнала не выходила за пределы области линейности фотоответа.

Усилительный тракт представлял собой широкополосный малопомехоустойчивый усилитель, ширина полосы которого ограничивалась на выходе трехзвенным фильтром нижних частот с шириной полосы 3 МГц. В зависимости от амплитуды измеряемых шумов использовалось одно из двух сопротивлений нагрузки фотодиода 500 либо 50 Ом. Среднеквадратичное значение напряжения шума измерялось с помощью детектора на точечном германиевом диоде, который при малых сигналах имеет вольт-амперную характеристику (ВАХ), близкую к квадратичной. Квадратичный детектор гальванически развязан с усилителем с помощью высокочастотного трансформатора.

Величина коэффициента шума лавинного фотодиода вычислялась по результатам измерений шума по формуле

$$F = A \frac{U_d}{I_{ph} M R_L^2},$$

где U_d — напряжение на выходе квадратичного детектора, $A = (2e\Delta f K_d K_a^2)^{-1}$, e — заряд электрона, Δf — ширина полосы тракта, K_d — коэффициент преобразования квадратичного детектора, K_a — коэффициент усиления усилителя по напряжению, I_{ph} — приращение среднего тока фотодиода, вызванное постоянной подсветкой, R_L — сопротивление нагрузочного резистора. Величина A измерялась с помощью генератора шума, но она может быть также вычислена и по измеренным по отдельности значениям Δf , K_d , K_a .

Результаты и обсуждение

Гетероструктуры, при изготовлении которых использовался высокотемпературный (800 °С) отжиг в атмосфере кислорода, проявляли типичные свойства МДП структур. Лавинный процесс в кремнии в таких структурах не возникал, и при напряжении (50–150) В происходил необратимый пробой диэлектрика. Структуры, полученные методом золь-гель и отожженные в атмосфере водорода при 400 °С, а также часть структур, полученных с помощью магнетронного распыления

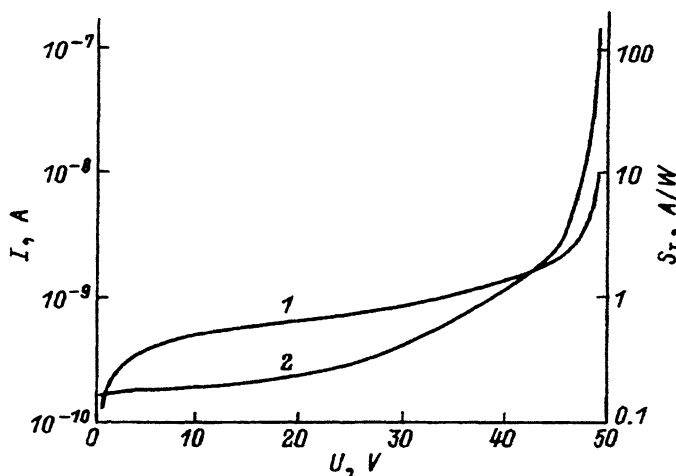


Рис. 1. Зависимость обратного тока I (1) и фоточувствительности S_I (2) гетероперехода $p\text{-Si-TiO}_2$ от приложенного напряжения U .

титана при пониженном (относительно оптимального) давлении кислорода, обнаруживали иные свойства. Типичная ВАХ таких структур, а также зависимость токовой фоточувствительности от напряжения на структуре показаны на рис. 1.

Причиной такого поведения гетероструктур является большое количество глубоких донорных состояний с энергией $\Delta E \approx 0.8\text{эВ}$, обусловленных вакансиями кислорода [5]. Концентрация свободных электронов в окисле при этом оказывается невысокой, несмотря на большую концентрацию самих вакансий. Последняя в стационарном режиме определяет ширину области пространственного заряда (ОПЗ) в окисле, которая при концентрации вакансий ($10^{19} - 10^{20}$) см^{-3} становится туннельно-прозрачной для электронов. По этой причине потенциальный барьер, который препятствует протеканию тока в гетероструктуре с малым количеством вакансий, в этом случае проявляет себя лишь при малых напряжениях.

На рис. 2 показан край зоны проводимости гетероперехода Si-TiO_2 с высокой концентрацией вакансий кислорода в окисле при таком напряжении, когда ОПЗ в TiO_2 туннельно-прозрачна. При отсутствии тока практически все напряжение будет приложено к слою кремния, что подтверждается и экспериментально — величина напряжения на структуре, при которой начинается развитие лавинного процесса в кремнии, не зависит от толщины слоя окисла и соответствует напряже-

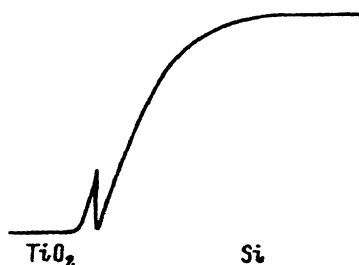


Рис. 2. Край зоны проводимости гетероперехода $p\text{-Si-TiO}_2$ при обратном смещении.

нию, при котором начинается лавинный процесс в кремниевых диодах с таким же легированием базовой области. Падение напряжения на слое окисла за счет протекания тока, которое не отображено на рисунке, в любом случае невелико и по нашим измерениям не превышает одного вольта, что много меньше напряжения на ОПЗ в кремнии.

Величина тока через структуру, когда барьер туннельно-прозрачен, а коэффициент умножения $M \approx 1$, определяется темпом генерации электронно-дырочных пар на границе раздела и в ОПЗ. Величина темнового тока, как видно на рисунке, составляет $I \approx 10^{-9}$ А. Усиливаемая часть темнового генерационного тока I_0 , которая в конечном счете определяет пороговые характеристики фотодетектора, может быть, однако, существенно меньше этой величины. Генерационный ток границы раздела должен усиливаться значительно слабее, чем ток генерации в ОПЗ, так как с поверхности раздела в кремний инжектируются дырки, имеющие в кремнии меньший, чем электроны, коэффициент ударной ионизации и которые движутся к тому же в направлении, противоположном градиенту электрического поля. Найденные по измерениям ВАХ и M в области $M \gg 1$ значения I_0 составили $(1-2) \cdot 10^{-11}$ А, т.е. основная часть темнового тока не связана с генерацией в ОПЗ и не усиливается.

На рис. 3 показана измеренная зависимость коэффициента шума в процессе умножения F от величины M . На начальном участке зависимость хорошо описывается формулой Макинтайра при $K = 0.015$ (K — отношение коэффициентов ионизации дырок и электронов). В обычных, гомопереходных, кремниевых лавинных фотодиодах в области $M \approx 1000$, а часто и при меньших значениях M обнаруживается резкий рост шума, связанный с появлением неустойчивых локальных микропробоев в наиболее «слабых» местах $p-n$ -перехода, где пробивное напряжение максимально снижено по сравнению со средней его величиной.

Принципиальной причиной флуктуацией напряжения пробоя по плоскости $p-n$ -перехода является флуктуационный потенциал в ОПЗ, возникающий в результате статистического распределения примесей в объеме полупроводника. Очевидно, что собственно лавинный режим, когда напряжение на полупроводнике φ_s по всей площади перехода меньше напряжения пробоя φ_B , будет иметь место по всей площади перехода, если φ_B превышает среднее значение φ_s более, чем на ампли-

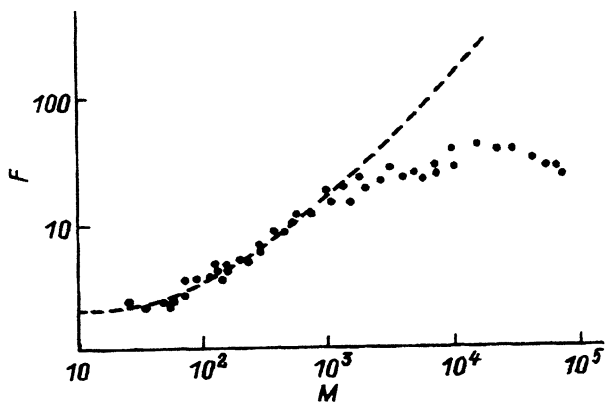


Рис. 3. Зависимость коэффициента шума в процессе усиления фототока F от коэффициента умножения M . Штриховой линией показана расчетная зависимость по формуле Макинтайра при $K = 0.015$.

туду флуктуаций $\delta\varphi$. Если считать, что флуктуация напряжения пробоя равна флуктуационному потенциалу в ОПЗ, то, используя эмпирическое соотношение $M \approx \varphi_B / (\varphi_B - \varphi_s)$, можно получить оценочную формулу для максимально достижимого в лавинном режиме коэффициента умножения [4] $M_{\max} \approx (N_s d^3)^{1/2}$, где N_s — средняя концентрация ионов примеси в ОПЗ, d — ширина ОПЗ. В нашем случае появления микропробоев следует ожидать, таким образом, при $M \approx 350$. Измерения, однако, не обнаруживают более резкого, чем по теории Макинтайра, роста шума во всей области измеренных значений M (см. рис. 3). Более того, при $V > 1000$ наблюдается насыщение величины коэффициента шума, что находится в резком противоречии с теорией.

Причина такого поведения шума умножения та же, что и в МДП структурах, — высокие значения M , которые могут составлять десятки тысяч, достигаются за счет локальных пробоев, самогашение которых осуществляется на уровне одноэлектронных процессов. Механизмом, который ограничивает развитие пробоя, может служить накопление заряда к прилегающей к кремнию области TiO_2 . При отсутствии тянущего поля рассасывание объемного заряда происходит за время максвелловской релаксации τ_M , которое в нашем случае для TiO_2 составляло $(10^{-4} - 10^{-5})$ с. Время развития-затухания процесса пробоя значительно меньше. О его величине можно судить по измерениям амплитудно-частотных характеристик шума гетероструктур, которые показали, что резкий спад шума наступает на частотах выше 500 МГц. Это дает характерную величину времени процесса размножения порядка 10^{-9} с.

В том случае, когда средняя величина заряда, скопленного в приграничной к кремнию области TiO_2 в результате инжекции электронов из кремния, вызывает заметное тянущее поле и время пролета электронов в слое TiO_2 становится короче максвелловского, зарядовый механизм ограничения процесса пробоя ослабляется. В этом случае, однако, может реализоваться механизм токового ограничения — развитие пробоя приводит к снижению поля в ОПЗ за счет падения напряжения на широкозонном слое [1]. Очевидно, что в любом случае эффективность процесса самогашения будет тем выше, чем более затруднено растекание носителей в TiO_2 по плоскости перехода.

Чтобы найти постоянное падение напряжения на слое TiO_2 , мы использовали постоянную подсветку образца. При постоянном напряжении на электродах гетероструктуры подсветка приводит к увеличению напряжения на слое TiO_2 в результате увеличения среднего тока и соответственно к снижению напряжения на слое кремния, а следовательно, и к уменьшению коэффициента умножения. Повышая внешнее напряжение, можно восстановить исходную (без подсветки) величину M и по величине приращений напряжения и тока определить сопротивление слоя TiO_2 . Оно составило для различных образцов $(10^5 - 10^6)$ Ом. Падение напряжения на слое TiO_2 в рабочем режиме ($M \approx 5 \cdot 10^4$) составило величину $U \approx 1$ В, что дает среднее значение времени пролета порядка 10^{-10} с. Это короче времени отклика фотодиода, что говорит в пользу токового механизма ограничения пробоя.

Если не учитывать шум последующего усилителя, что в наших условиях, при больших M , вполне оправдано, то величину пороговой мощности испытанных фотодиодов можно вычислить по простой фор-

муле

$$P_{\min} = \frac{\sqrt{2eFI_0}}{S_I} = \frac{h\nu}{\eta} \left(\frac{2FI_0}{e} \right)^{1/2},$$

где $S_I = \eta e/h\nu$ — токовая чувствительность фотодетектора при $M = 1$, η — квантовая эффективность фотодетектора, $h\nu$ — энергия кванта излучения. Величина S_I зависела от степени прозрачности металлического электрода на слое широкозонного полупроводника, который является приемной площадкой фотодетектора. Измеренная величина S_I составляла приблизительно 0.2 А/Вт, чему соответствует $\eta = 0.35$. Величина P_{\min} для испытанных структур оказалась, таким образом, равной $5.3 \cdot 10^{-14}$ Вт/Гц^{1/2}.

Выводы

Сравнение зависимостей $F(M)$ для испытанных фотодиодов и для МДП структур [4] показывает, что при сходном общем характере зависимости в области высоких значений M величина F для фотодиодов на гетеропереходах Si-TiO₂ несколько выше, чем для МДП структур. Это говорит о меньшей эффективности механизма самогашения пробоя, что может быть связано с лучшим растеканием зарядов в слое TiO₂ по сравнению с растеканием зарядов в инверсионном слое на границе Si-SiO₂ в МДП структурах. Препятствовать такому растеканию мог бы искусственно созданный глубокий потенциальный рельеф в плоскости p - n -перехода, создаваемый, например, матричным легированием приповерхностной области кремния с периодом порядка или меньше толщины ОПЗ.

Полученные результаты показывают, что лавинные фотодиоды на основе гетероструктур Si-TiO₂ позволяют сочетать высокие величины коэффициента умножения ($M \approx 10^4$ – 10^5) и приемлемые значения коэффициента шума ($F \approx 30$) и являются перспективным объектом исследований и практических разработок.

Список литературы

- [1] А.Г. Гасанов, В.М. Головин, З.Я. Садыгов, Н.Ю. Юсипов. Письма ЖТФ, **14**, 706 (1988).
- [2] А.Я. Вуль, А.Т. Дидейкин, А.И. Косарев. Письма ЖТФ, **16**, 15 (1990).
- [3] Т.М. Бурбаев, Г.А. Калюзная, В.А. Курбатов, А.В. Леонов, Т.И. Осина, Н.Н. Сентюрина, А.Ф. Плотников. Кр. сообщ. по физике ФИАН, № 6, 6 (1990).
- [4] Т.М. Бурбаев, В.В. Кравченко, В.А. Курбатов, В.Э. Шубин. Кр. сообщ. по физике ФИАН, № 4, 19 (1990).
- [5] D.C. Cronemeyer. Phys. Rev., **87**, 876 (1952).

Редактор Т.А. Полянская

Properties of avalanche photodiodes on the basis of Si-TiO₂ heterojunction

A.P. Boltaev, T.M. Burbaev, G.A. Kaluzhnaya, V.A. Kurbatov, T.I. Osina, N.N. Solovyev