



Основные причины возникновения микроплазм в р-п переходе кремниевых диодов.

Марат Тагаев^{1,*}, Али Абдреймов¹, Жасмина Хожамуратова¹

¹Каракалпакский государственный университет имени Бердаха, ул. Ч.Абдиров №1, 742012

Нукус, Узбекистан, * E-mail: prof.tagaev@mail.ru

Summary. Assumptions that the emission of light from microplasma is closely related to impact ionization, because with the disappearance of light emission, impact ionization also disappears. The change in the current-voltage characteristic associated with the appearance of microplasma decreases with increasing ambient temperature, and therefore the additional conductivity associated with microplasma decreases. At sufficiently high temperatures, the break in the current-voltage characteristic, corresponding to the appearance of microplasma, disappears and, in connection with this, the temperature dependence of the breakdown voltage or current also changes.

Аннотация. Предположения что эмиссия света микроплазмы тесно связана с ударной ионизацией, ибо с исчезновением световой эмиссии исчезает и ударная ионизация. Связанный с появлением микроплазмы перелом в вольт амперной характеристике уменьшается с увеличением температуры окружающей среды, следовательно уменьшается и связанная с микроплазмой дополнительная проводимость. При достаточно высоких температурах перелом в вольт амперной характеристике, соответствующей появлению микроплазмы, исчезает и в связи с этим изменяется также температурная зависимость пробивного напряжения или тока.

Key words: avalanche breakdown, microplasma, dislocations, fluctuation.

Ключевые слова: лавинный пробой, микроплазма, дислокаций, флуктуацией.

1. Введение

Лавинный пробой обратно смещенных р-п переходов на начальном участке проходит по так называемым микроплазмам, представляющим собой микроскопические области повышенной ионизации. Микроплазменный пробой носит нестабильный, прерывистый характер. Во внешней цепи наблюдаются импульсы напряжения или тока с хаотически изменяющейся амплитудой и длительностью, регистрируемые как шумы. Физический механизм возникновения микроплазменной неустойчивости еще не совсем ясен [1-9].

Хорошо известным проявлением неоднородности пробоя р-п-структур являются микроплазмы (МП), наличие которых приводит к флуктуации протекающего через них обратного тока. При описании МП используются такие их электрические характеристики, как напряжение пробоя, последовательное сопротивление и модельно-вероятностные характеристики-вероятности включения и выключения пробоя и другие. В ряде работ (в основном на кремнии) рассматривают взаимосвязь температурных зависимостей параметров МП, включая и флуктуационные свойства, при положительном температурном коэффициенте напряжения (ТК) пробоя, характерном для лавинного механизма пробоя, при отсутствии заметного влияния глубоких центров или других причин. В полупроводниках с неоднородно распределенным и примесями, концентрирующимися, например, вокруг дислокаций, при приложении электрического напряжения возникают локализованные микронные области повышенной ионизации [10]. Эти области, называемые микроплазмами, являются электрически устойчивыми. Из-за малых размеров ($\sim 10^{-12} \text{см}^3$) флуктуации числа свободных носителей и коэффициента ударной ионизации приводят к статистическим всплескам затухания микроплазм. Микроплазменная неустойчивость в основном наблюдается в обратно смещенных р-п-переходах в начальном участке лавинного пробоя [11]. Несмотря на точно исследованию микроплазменной неустойчивости посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ, существуют вопросы, требующие более подробного рассмотрения.



2. Экспериментальные образцы

При микроплазменном пробое в базовых областях р–n-перехода происходит тепловая генерация электронно-дырочных пар, и неосновные носители, под-ходящие к концам МП, подхватываются полем и могут дать начало лавине. В высоковольтных р–n-переходах преобладающим механизмом микроплазменного пробоя является термогенерация носителей в ОПЗ. Если

включение МП можно связать с выше приведенными факторами, то выключение МП считается случайным процессом, т. е. имеет вероятностный характер. Экспериментальной идентификации механизма выключения МП по настоящее время не имеется и выключение МП считается обоснованным, статистической флуктуацией числа ионизационных столкновений в ОПЗ. При

этом пространственный заряд носителей стабилизирует лавинный процесс и устанавливает вид потенциальной функции для вероятности выключения МП, которая обусловлена соотношением числа носителей в МП к числу примесных атомов в этой области ОПЗ. Причиной трансформации зонных энергетических уровней являются термоупругие напряжения, обусловленные локальным характером рассеиваемой мощности в канале микроплазменного пробоя и соответствующим распределением температуры. Экспериментальные исследования микроплазменного пробоя проводились на диффузионных р⁺-n-n⁺-структурах, изготовленных на базе n-Si по диффузионной технологии с применением в качестве диффузантов: бора. Глубина залегания р–n-перехода составляла ~ 1мкм, диаметр- 1.8 мм.

Оценка геометрических размеров МП проводилась исходя из напряжения лавинно образования. Протекание тока через МП сопровождается выделением в данной области энергии $Q(z, t)$ в виде тепла и повышением ее температуры. Распределение температуры в окрестности МП зависит не только от времени протекания тока, но и от диаметра МП.

3. Расчетные соотношения

Эффективной температурой рекомбинационного излучения в микроплазмах и средней энергией, приходящейся на одну пару электрон-дырка при ионизации заряженной частицей высокой энергии или фотоном, средняя энергия для образования пары электрон-дырка частицами высокой энергии. Когда частица высокой энергии, входит в кристалл кремния, число пар электронов и дырок, создаваемых ею, не зависит от природы частицы и определяется только ее энергией, равные $3,6 \pm 0,3$ эв на пару в кристаллах кремния. Каждый акт ударной ионизации, приводящий к возникновению пары, поглощает энергию E_i из суммарной кинетической энергии системы носителей. Когда носитель освобожден и более не способен ионизовать, он имеет кинетическую энергию, эту остаточную энергию он также передает фононам. Энергия кванта, соответствующего их частоте: $E_R = 0,063 \pm 0,003$ эв для Si, E_i — пороговая энергия носителя, отсчитываемая от края зоны, носитель с энергией $> E_i$ способен образовать пару электрон-дырка, L_R — средний свободный пробег между рассеянием «рамановскими» колебаниями, L_i - средний свободный пробег между актами ионизации для носителя, энергия которого превышает E_i .

$$r = \frac{L_i}{L_R} \quad (1)$$

Из определения (1) следует, что электрон с энергией выше E_i в среднем образует r фононов на одну ионизацию.

Теоретическая модель должна учитывать структуру энергетических зон для энергий, отличающихся более чем на 1 эВ от энергии края зоны; при этом необходимо использовать значения эффективных масс, пригодные для описания процессов с участием «горячих» носителей. Их значения подбираются с тем, чтобы получить соответствие с экспериментальными данными о квантовом выходе и вторичной ионизации, обусловленной электронами. Эффективной температурой рекомбинационного излучения в микроплазмах и



средней энергией, приходящейся на одну пару электрон-дырка при ионизации заряженной частицей высокой энергии или фотоном.

Для носителей, находящихся в настолько сильных полях, что становится существенной вторичная ионизация, должно доминировать рассеяние фононами с участием фононов наиболее высокой частоты. Фононы наибольшей энергии соответствуют тем колебаниям кристалла с алмазной структурой, при которых две **гранецентрированные подрешетки** смещаются в противоположные стороны. Волновой вектор для этих колебаний имеет нулевую длину и совпадает с центром зоны Бриллюэна. Колебания являются трижды вырожденными. Эти колебания называют «рамановскими» колебаниями кристалла. Энергия кванта, соответствующего их частоте, обозначается через E_R . Значения E_R были определены по данным о дифракции нейтронов для кремния $E_R = 0,063 \pm 0,003$ эВ для Si. Для исчезающих векторов в зоне Бриллюэна энергия уменьшается, падая примерно до $0,7E_R$ вблизи края зоны. В рассматриваемой нами модели энергия высокочастотных фононов считается постоянной и равной E_R . Считается, что все столкновения приводят к потере энергии, что является хорошим приближением для кремния при комнатной температуре при $kT < E_R/2$, когда колебания высокой частоты не возбуждаются. E_R представляет собой один из параметров модели, однако, вследствие того, что эта величина определяется независимо, она не является подбираемой константой.

E_i — пороговая энергия носителя, отсчитываемая от края зоны, носитель с энергией $> E_i$ способен образовать пару электрон-дырка, L_R — средний свободный пробег между рассеянием «рамановскими» колебаниями, L_i — средний свободный пробег между актами ионизации для носителя, энергия которого превышает E_i .

$$r = \frac{L_i}{L_R}$$

Различие между простой моделью и предшествующей моделью вторичных процессов ясно проявляется, если рассмотреть вероятность того, что носитель, вошедший в кристалл и имеющий энергию E , вызовет ионизацию прежде, чем истратит избыток энергии $E - E_i$, и потеряет способность ионизовать. Для того чтобы истратить избыток энергии, носитель должен иметь

$$C = \frac{E - E_i}{E_R}$$

столкновений с испусканием фононов. При этом он пройдет среднее расстояние CL_R . Вероятность того, что он не вызовет ионизации на этом пути, равна вероятности избежать акта ионизации, теряя энергию

$$(E - E_i) \text{ энергия фононы} = \exp\left(-\frac{CL_R}{L_i}\right) = \exp\left(-\frac{(E - E_i)}{CE_R}\right)$$

Вероятность одной (или большего числа) ионизации при замедлении от энергии E до энергии, меньшей E_i , равна

$$P(E)\text{-вероятность ионизации} = 1 - \exp\left(-\frac{(E - E_i)}{rE_R}\right)$$

Вероятность ионизации $E_i=1,1$ эВ и $rE_R=1,1$ эВ.

Фотоны большой энергии образуют фотоэлектроны и фото дырки с достаточно высокой энергией, способные в свою очередь образовывать пары (электроны и дырки). Особенный интерес представляют две области энергий фотонов: область очень **высоких энергий**, когда может иметь место возникновение многих «поколений» носителей, и область **малых энергий**, где фото носители лишь начинают образовывать вторичные пары и квантовый выход возрастает от значения, равного единице. Пороговые энергии, начиная с которых квантовый выход начинает возрастать, а также квантовый выход в области энергий фотонов на несколько электрон-вольт выше порога, были исследованы для кремния. Для кремния с помощью дополнительного предположения о том, что избыточная энергия фотона



$(h\nu - E_g)$ распределяется поровну между фотоэлектроном и фото дыркой, каждый из которых получает энергию $(h\nu - E_g)/2$. Для интересующих нас высоких энергий предполагается, что **переходы являются прямыми**, так что из значения $h\nu$ не надо вычитать энергию фонона. ($E_g=1,1\text{эВ}$, согласно соответствует области **непрямых переходов** в кремнии). Каждый фото носитель может вызвать ионизацию, если его энергия превышает E_g . В соответствии с результатами предыдущего подраздела, каждый из фото носителей имеет вероятность $p(E)$ образовать одну (или более) вторичных пар, равную

$$P\left(\frac{E - E_i}{2}\right) = 1 - \exp\left(-\frac{h\nu - E_g - 2E_i}{2rE_R}\right)$$

В области энергий $h\nu$, где можно **пренебречь** парами «третьего поколения», квантовый выход $Q(h\nu)$ должен выражаться как

$$Q(h\nu) = 1 - 2p\left(\frac{E - E_i}{2}\right) = 3 - 2\exp\left(-\frac{h\nu - E_g - 2E_i}{2rE_R}\right)$$

Пороговая энергия для фотонов составляет $h\nu = E_g + 2E_i$. Кремние значение $E_g=1,1\text{эВ}$ и подобранные константы $E_i=1,1\text{эВ}$ и $rE_R=1,1\text{эВ}$.

Прежде всего, нет причин, которые в действительности обеспечивали бы равное распределение энергии между фотодыркой и фотоэлектроном в кремнии. С другой стороны, данные как для кремния, заставляют считать, что в области изучавшихся энергий имеется лишь один порог. То обстоятельство, что квантовый выход для кремния плавно возрастает до значения $Q > 2$.

$$Q = 1 + x\left(1 - \exp\frac{h\nu - h\nu_0}{2rE_R}\right)$$

Изменение квантового выхода является следствием изменения числа фотоэлектронов, находящихся в той части зоны, где они способны вызывать ударную ионизацию [12].

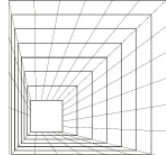
Спектр радиации, возникающей, по-видимому, при рекомбинации дырок и электронов в микроплазме. В области сильного поля микроплазмы ширина запрещенной полосы существенно уменьшается вследствие процессов. Для рекомбинационного механизма, рассматриваемого нами, это означает, что дырка и электрон, не имеющие достаточной энергии для того, чтобы сблизиться и рекомбинировать, оказываются рядом вследствие туннельного эффекта и рекомбинируют, в то время как их «дипольная» энергия в поле отрицательна; в результате этого они излучают энергию, меньшую ширины запрещенной полосы. Возвращаясь к области спектра, соответствующей большой энергии, мы видим, что уменьшение интенсивности, или эффективной температуры, начинается при энергиях, близких к 1,5 эВ. Если предположить, что интенсивность подчиняется закону

$$I(h\nu) = E^n \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right)$$

4. Результаты эксперимента и их обсуждение

Предположения что эмиссия света микроплазмы тесно связана с ударной ионизацией, ибо с исчезновением световой эмиссия исчезает и ударная ионизация. Связанный с появлением микроплазмы перелом в вольт амперной характеристике уменьшается с увеличением температуры окружающей среды, следовательно уменьшается и связанная с микроплазмой дополнительная проводимость. При достаточно высоких температурах перелом в вольт амперной характеристике, соответствующей появлению микроплазмы, исчезает и в связи с этим изменяется также температурная зависимость пробивного напряжения или тока. Если низких температурах ток с повышением температуры уменьшается, то при более высоких температурах он увеличивается. Следовательно с исчезновением перелома в вольт амперной характеристике изменяется вид пробоя с лавинного из тепловой.

5. Заключение. Каждый акт ударной ионизации, приводящий к возникновению пары, поглощает энергию из суммарной кинетической энергии системы носителей. Когда носитель



освобожден и более не способен ионизовать, он имеет кинетическую энергию, эту остаточную энергию он также передает фононам. Распределение температуры в окрестности МП зависит не только от времени протекания тока, но и от диаметра МП.

Литература

1. Senitzky B., Moll J. L.-Phys. Rev., 1958, v. 110, N3, p.612-620 .
2. Champlin K. S.-J.Appl.Phys., 1959, v. 30, N7, p.1039-1050 .
3. McIntyre R. J.-J.Appl.Phys., 1961, v. 32, N6, p.983-995 .
4. Kikuchi M., Tachikawa K.—J.Phys.Soc.Japan, 1960, v. 15, N5, p.835—848.
5. Poleshuk M., Dowling P. H.—J.Appl.Phys., 1963, v. 34, N10, p.3069-3077 .
6. Аладинский В. К., Курнышева Г. И., Сущик А. С., Тимербулатов А. М. Шумы в начале пробоя кремниевых и германиевых р-п-переходов.-Электрон, техн., сер.2, Полупроводн.приборы, 1970, в.7(57), с. 44-48.
7. Аладинский В. К., Королев О. В., Саломыкова М. В., Тимербулатов А. М. Статистические флуктуации лавинного тока в микроплазмах. -Электрон, техн., сер. 2, Полупроводн. приборы, 1972, в. 4(68), с.46—54.
8. Палей В. М., Викулин И. М., Дворецкий В. В. Вольтамперная характеристика микроплазмы в германиевом р-п -переходе.—ФТП, 1972, т. 6, в.3, с.555—556.
9. Аладинский В. К., Дашин В. И., Сущик А. С., Тимербулатов А. М. О флуктуациях лавинного тока в искусственной микроплазме на Si.-Радиотехн. и электрон., 1973, т.18, в.2, с.342—349.
10. Пожела Ю. К. Плазма и токовые неустойчивости в полупроводниках. М.. 1977. 368с.
11. Грехов И. В., Сережкин Ю. Н. Лавинный пробоя р-п-перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152с.
12. W. S h o k l e y, Bull. Amer. Phys. Soc. 5, 161 (1960).