

Письма в ЖТФ, том 18, вып. 21

12 ноября 1992 г.

05.2; 06.2

© 1992

## УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ В ТРАНЗИСТОРАХ С ТУННЕЛЬНО-ТОНКИМ МОП-ЭМИТТЕРОМ

М.И. В е к с л е р, И.В. Г р е х о в,  
А.Ф. Ш у л е к и н

В работе [1] сообщалось о практической реализации транзистора с инжекцией горячих электронов, вызывающих ударную ионизацию в области пространственного заряда (ОПЗ) коллектора (Оже-транзистора). Вывод о существовании ударной ионизации авторы работы обосновывали ростом коэффициента усиления транзистора в области больших плотностей тока и соответствием этого роста зависимости, полученной теоретически.

Нам представляется, что еще одним, причем наиболее характерным, проявлением ударной ионизации должно быть существование S-образного участка на ВАХ структуры, что является следствием двузначности зависимости напряжения эмиттер-база от величины базового тока ( $U_{эб} = f(I_B)$ ). На такой ожидаемый характер этой зависимости указывалось в работе [1]. Кроме того, следствием существенной роли ударной ионизации могут быть особенности характеристик прибора, связанные с многокаскадным характером ионизации в тех режимах работы транзистора, когда энергия носителей, вызывающих ионизацию, достаточно велика.

Целью настоящей работы являлось получение дополнительных экспериментальных подтверждений определяющей роли ударной ионизации в Оже-транзисторах, описанных в [1], в частности возможности их переключения и многокаскадности процесса ударной ионизации.

Исследовавшиеся транзисторы представляли собой структуру AZ-туннельно-тонкий слой  $SiO_2$ -кремний n-типа [111] с удельным сопротивлением 0.5 Ом·см-контактный  $n^+$ -слой, ме-

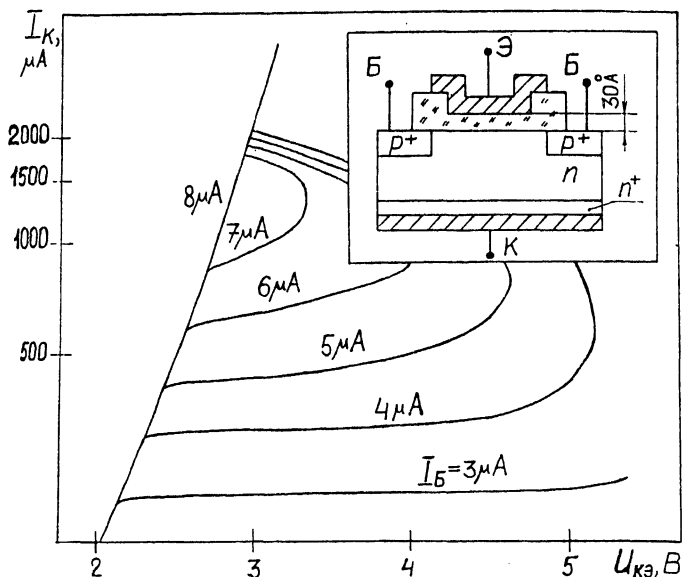


Рис. 1. Выходные характеристики транзистора с туннельно-тонким МОП-эмиттером в логарифмическом масштабе. Площадь эмиттера  $20 \times 20 \mu m^2$ . На врезке: конструкция этого транзистора.

галлизированный слой  $AZ$  (рис. 1, врезка). По сравнению со структурами, использовавшимися в работе [1], транзисторы имели более высокий коэффициент усиления по току и меньшие утечки, что определяется, по нашему мнению, более высоким качеством туннельно-тонкого окисла.

Роль базы в рассматриваемых структурах выполняет тонкий ( $\sim 10 \text{ \AA}$ ) инверсный слой с высокой концентрацией подвижных носителей ( $p \geq 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ), образующийся в приповерхностном слое кремния при приложении смещения эмиттер-база  $U_{эб}$  [1]. Источником горячих электронов является металлический эмиттерный контакт, электроны из которого, туннелируя сквозь слой  $SiO_2$  и баллистически пролетая слой индуцированной базы, оказываются в ОПЗ коллектора. Энергия электронов определяется разностью уровня Ферми металла и дна зоны проводимости полупроводника в ОПЗ коллектора. Эта разность, в свою очередь, определяется напряжением, которое приложено к слою диэлектрика, с изменением потенциала на длине баллистического пролета электронов, т.е. в индуцированной базе и прилегающей к ней части ОПЗ коллектора. Для оценок можно считать, что энергия электрона примерно равна разности  $qU_{эб} - E_g$ . Как показали эксперименты, электрическая прочность слоя туннельно-тонкого окисла достаточно высока и напряжение на нем может быть более  $2 \div 3$  В. При таком смещении

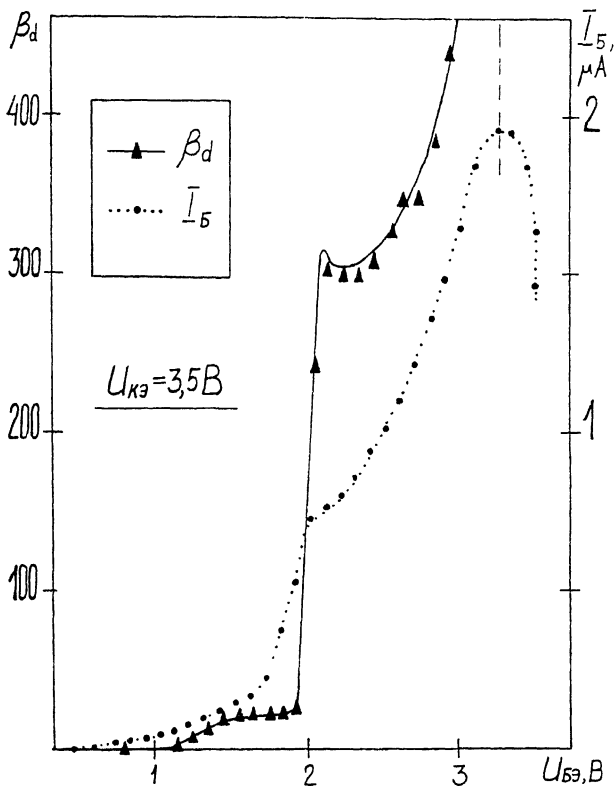


Рис. 2. Зависимости  $I_B(U_{BE})$  и  $\beta_d(U_{BE})$ . Пунктирная линия соответствует напряжению, при котором  $\beta_d$  меняет знак.

на окисле ожидаемая величина энергии электронов в 2–3 раза превосходит пороговую энергию ионизации (если она примерно равна  $E_g$ ) и возможность реализации многокаскадной ионизации представляется вполне реальной. В этом случае увеличение  $U_{BE}$ , т. е. увеличение энергии горячих электронов, будет приводить к последовательному «включению» дополнительных каскадов ионизации и — как следствие этого — к ступенчатому росту дифференциального коэффициента усиления  $\beta_d = dI_K/dI_B$ . Величина интервалов по энергии, через которые будет происходить возрастание  $\beta_d$ , определяется при этом конкретным видом зависимости вероятности ионизации как функции энергии электрона  $P(E)$  и соответствует энергии, при которой наблюдается участок быстрого роста  $P(E)$ .

При измерениях обсуждаемых характеристик транзисторы включались по схеме с общим эмиттером. База подключалась к источнику, работавшему в режиме генератора тока. Одновременно регистрировались напряжение база–эмиттер  $U_{BE}$ , ток базы  $I_B$ , ток коллектора  $I_K$  и дифференциальный коэффициент усиления по току  $\beta_d = dI_K/dI_B$ , для чего в базу подавался дополнительный пере-

менный сигнал и регистрировалась переменная составляющая коллекторного тока.

Характерный вид выходных характеристик транзистора представлен на рис. 1, а входная характеристика транзистора  $I_{\delta}(\mu_{3\delta})$  и зависимость  $\beta_d(\mu_{3\delta})$  — на рис. 2.\* Как следует из этих данных, в эксперименте проявляются все ожидавшиеся следствия ударной ионизации: S-образность выходной характеристики и ступенчатый характер роста дифференциального коэффициента усиления транзистора. Экспериментальная зависимость  $\mu_{3\delta}(I_{\delta})$  действительно двузначна: наблюдается участок уменьшения базового тока, потребляемого от внешней цепи, при одновременном увеличении напряжения эмиттер-база и соответственно росте эмиттерного и коллекторного токов. Наличие спадающего участка является следствием увеличения с ростом напряжения на базе числа основных носителей, поступающих в базу вследствие генерации и последующего разделения электронно-дырочных пар, образующихся при ударной ионизации.

Представленная на рис. 2 зависимость  $\beta_d(\mu_{3\delta})$  с тремя отчетливыми участками роста наиболее типична для исследованных образцов. На этой зависимости первый участок роста соответствует началу инжекции электронов из металла в полупроводник, второй — началу ударной ионизации, а третий — появлению второго каскада ионизации. Наблюдаемое число участков роста  $\beta_d$ , т.е. число каскадов ионизации, ограничивается выходом транзистора на участок ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением. При этом  $\beta_d$  обращается в бесконечность, а затем меняет знак. Некоторые из исследованных структур имели не три, а четыре участка роста  $\beta_d$ , что связано, по-видимому, с меньшим коэффициентом инжекции МОП-эмиттера, а значит, и более медленным ростом коэффициента усиления.

Усреднение величины энергетических интервалов, разделяющих участки быстрого роста  $\beta_d(E)$ , выполненное по результатам большого числа измерений, показывает, что величина этого интервала примерно равна  $E_g$  кремния. Нам представляется, что это является первым экспериментальным результатом, подтверждающим, что начало быстрого роста зависимости  $P(E)$  происходит при  $E \approx E_g$ . Этот результат соответствует теоретически полученной зависимости, приведенной в [2], и не согласуется с зависимостью, использованной в работе [3], где указано, что резкий рост  $P(E)$  имеет место лишь при  $E \gg E_g$ .

В заключение авторы выражают признательность С.В. Белову, М.Л. Павловой и О.В. Войцышенко за помощь в изготовлении образцов.

---

\* Данные, представленные на рис. 1 и рис. 2, получены для двух, несколько отличающихся по параметрам, групп образцов.

Список литературы

Грехов И.В., Остроумова Е.В., Рогачев А.А., Шулекин А.Ф. // Письма в ЖТФ. Т. 17. В. 13. С. 44-48.

Sano N., Tomizawa M., Yoshii A. // Jap. J. Appl. Phys. 1991. V. 30. N 12B. P. 3662-3665.

Drummond W.E., Moll J.L. // Journ. Appl. Phys. 1971. V. 42. N 13. P. 5556-5562.

Поступило в Редакцию  
15 октября 1992 г.