

06;12

## Особенности флуктуаций тока в негисторных структурах на основе некристаллических пленок системы Ga—Te

© А. Чеснис

Вильнюсский технический университет им. Гедиминаса,  
LT-10223 Вильнюс, Литва  
e-mail: fizkat@fm.vtu.lt

(Поступило в Редакцию 20 ноября 2006 г.)

Приведены результаты исследования низкочастотных (до  $10^6$  Hz) и сверхвысокочастотных (СВЧ) (на частоте 10 GHz) флуктуаций электрического тока в негисторных структурах типа стеклоуглерод—некристаллическая пленка  $Ga_{1-x}Te_x$  (где  $x = 0.75$  или  $0.8$ )—стеклоуглерод. Низкочастотные флуктуации тока исследовались в сильных электрических полях до возникновения электрической неустойчивости, а СВЧ-флуктуации — после образования шнура тока при малых токах поддержки низкоомного состояния. Показано существенное отличие закономерностей этих флуктуаций в рассмотренных структурах от аналогичных закономерностей в ранее исследованных пленочных селеновых негисторах. Согласно результатам анализа, процессы, инициирующие электрическую неустойчивость и формирование шнура тока в рассмотренных структурах, не связаны с проявлением разогрева носителей заряда электрическим полем. Кроме того, выяснено, что в рассмотренном интервале токов поддержки низкоомного состояния поперечные размеры шнура тока практически не изменяются, в то время как электропроводность области шнурования имеет тенденцию увеличиваться с током. Обсуждаются возможные причины этих явлений.

PACS: 73.50.Td, 73.61.Jc

### Введение

Диодные структуры на основе некристаллических пленок системы Ga—Te в сильных электрических полях обладают S-образными вольт-амперными характеристиками (ВАХ) (негисторные структуры). Продолжительность образования шнура тока в данных структурах и с ним связанное обратимое скачкообразное увеличение их проводимости составляет доли наносекунд, благодаря чему они могут работать в диапазоне сверхвысоких частот [1,2]. Кроме того, одна из их разновидностей, содержащая барьерный гетеропереход между некристаллической пленкой и кристаллическим кремнием [3], сохраняет асимметрию проводимости после образования упомянутого шнура тока [4], что может быть использовано при разработке нового типа биполярного транзистора, обладающего свойством обратимого контролируемого изменения степени усиления тока [5]. В этой связи актуальным является подробное исследование процессов, стимулирующих образование S-образности ВАХ данных негисторных структур.

При выяснении этих процессов важным источником информации, эффективно дополняющим данные, полученные при исследовании электропроводности структур, могут служить флуктуации электрического тока (электрические шумы) до (в сильных предпробойных полях) и после образования шнура тока (низкоомное состояние структуры) [6–9]. Довольно информативными в этом отношении могут быть как высокочастотные, так и низкочастотные шумы.

Оба типа флуктуаций тока до сих пор изучались лишь в негисторных структурах на основе аморфного селена [8,9]. В случае негисторов на основе пленок

системы Ga—Te имеется лишь информация о сверхвысокочастотных флуктуациях (СВЧ-шумах) единственном их варианте —  $C-Ga_{0.25}Te_{0.75}-C$  [7,10]. Эти шумы подробно изучались в низкоомном состоянии (НС) данной структуры лишь при токах поддержки НС ( $I_L$ ) больше некоторой критической величины  $I_C$  (она близка к верхнему пределу токов, при которых структура обладает отрицательным дифференциальным сопротивлением; при  $I_L \geq I_C$  переходные ВАХ структуры являются прямолинейными, не зависящими от температуры окружающей среды [10]). Согласно результатам данных исследований, степень джоулевого нагрева и плотность тока ( $j_L$ ) в области его шнурования являются практически постоянными во всем рассмотренном интервале  $I_L$ . Кроме того, электропроводность указанной области практически не зависит от температуры окружающей среды [10].

Пленкам  $Ga_{0.25}Te_{0.75}$  в рассмотренных в [7,10] негисторных образцах свойственно кластерное строение, обуславливающее микронеоднородность их структуры и с ней связанное неоднородное распределение электрического поля, существенным образом влияющее на электроперенос [11].

В данной работе исследовались флуктуации тока в негисторных структурах на основе пленок  $Ga_{0.25}Te_{0.75}$  более высокой, чем в [7,10], степени микронеоднородности, а также на основе пленок  $Ga_{0.2}Te_{0.8}$ . Выбор этих пленок связан, во-первых, с тем, что они среди полупроводников в системе Ga—Te обеспечивают наибольшее быстродействие перехода в НС и наибольшую стабильность характеристик негисторных структур, а во-вторых, с тем, что они различаются механизмом электропереноса в сильных полях [11]. При этом характер сильнополе-

вой электропроводности рассмотренных в данной работе пленок  $\text{Ga}_{0.25}\text{Te}_{0.75}$  отличается от рассмотренных в [11].

## Методика

В исследованных структурах пленки  $\text{Ga}_{0.2}\text{Te}_{0.8}$  и  $\text{Ga}_{0.25}\text{Te}_{0.75}$  изготавливались термическим дискретным испарением в высоком (порядка  $10^{-5}$  Торр) вакууме препарата, содержащего соответствующее соотношение Ga и Te, и конденсацией его паров на стеклоуглеродные подложки, температура которых не превышала 330–340 К. Температура испарителя изменялась от 1300 до 1900 К в зависимости от состава шихты. Размеры частиц шихты были от 0.05 до 0.2 мм. Они подавались в испаритель через электромагнитный вибратор непрерывным потоком, обеспечивая тем самым наименьшие флуктуации состава паровой фазы и, следовательно, наибольшую степень микрооднородности пленок [11]. Скорость напыления пленки полупроводника составляла от 0.5 до 1.5 nm/s, а ее толщина варьировалась в пределах от 0.5 до 2.5  $\mu\text{m}$ . При измерениях в качестве одного из токовых электродов служила подложка, а другого — прижимной стеклоуглеродный зонд. Рабочая площадь составляла около  $(5-7) \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2$ .

В отличие от [7,10], в данной работе основное внимание уделялось СВЧ-шумам в НС структур при  $I_L < I_C$ , а также низкочастотным шумам в сильных предпробойных полях, т. е. в условиях проявления процессов, инициирующих электрическую неустойчивость (вышеуказанный скачок проводимости структуры).

СВЧ-шумы измерялись на частоте 10 GHz при помощи стробированного модуляционного радиометра [12], который запускался импульсами напряжения длительностью 2  $\mu\text{s}$  во время подачи на исследуемую структуру импульса напряжения смещения. Методика этих измерений более подробно была описана в [13].

Низкочастотные шумы (до  $10^6$  Hz) измерялись в режиме постоянного тока на сопротивлении 10 k $\Omega$ , подключенном последовательно к исследуемой негисторной структуре, методом двойного отсчета с применением градуированного генератора электрических шумов. При измерениях на негисторную структуру подавалось электрическое напряжение, соответствующее неомической (предпробойной) части ВАХ [11].

Измерения проводились при комнатной температуре. Перед измерениями структуры подвергались электрической формовке в условиях, обеспечивающих сохранение исходного характера зависимости проводимости от напряжения [14].

## Результаты и их обсуждение

Закономерности флуктуаций тока (шумовые характеристики) обоих типов исследованных структур получены качественно одинаковыми. При этом данным структурам, так же как структурам на основе микрооднородных пленок  $\text{Ga}_{0.25}\text{Te}_{0.75}$  [10], свойствен низкий уровень

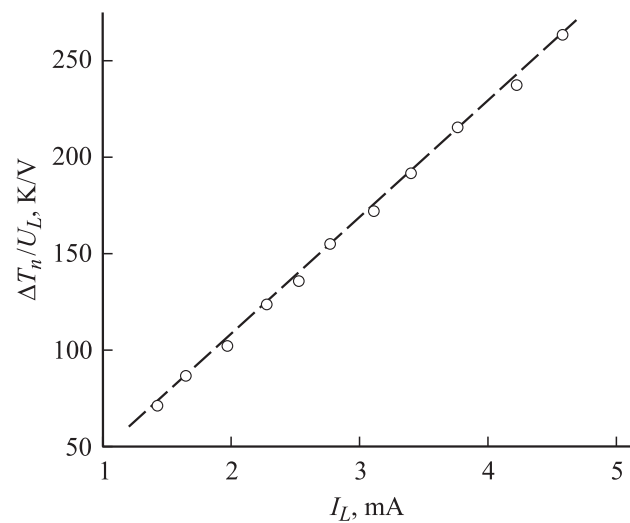
СВЧ-шумов. Наибольшая СВЧ шумовая температура достигалась после образования шнура тока. Однако она не превышала 380–390 К, что на 1–2 порядка меньше СВЧ шумовой температуры в пленочных селеновых негисторных структурах [9]. Результаты измерения релаксации СВЧ-шумов после выключения напряжения смещения [9] указывает от то, что данная шумовая температура является решеточной, т. е. она отражает лишь степень джоулева нагрева области шнура тока не только до, но и после его образования. Таким образом, в рассмотренных структурах, аналогично случаю, описанному в [10], и в противоположность пленочным негисторным селеновым структурам, возникновение отрицательного дифференциального сопротивления и шнурование тока не связано с нагревом носителей заряда электрическим полем.

В отличие от решеточной составляющей шумовой температуры в пленочных селеновых негисторах [9] температура СВЧ-шумов ( $T_n$ ) в рассмотренных структурах при  $I_L < I_C$  повышается с усилением тока. При этом соотношение  $(T_n - T_0)/U_L$  (где  $T_0$  — температура окружающей среды;  $U_L$  — напряжение смещения в НС структуры) при малых  $I_L$ , обычно не превышающих половины  $I_C$ , изменяется с током через структуру практически прямолинейно (рис. 1).

Поскольку указанное соотношение отражает плотность тока в шнуре [10]

$$j_L \sim \frac{T_n - T_0}{U_L},$$

можно утверждать, что поперечные размеры области шнурования тока в данном интервале  $I_L$  являются практически постоянными. Площадь поперечного сечения этой области, оцененная описанным в [15] способом по данным, приведенным на рис. 1, составля-



**Рис. 1.** Характерная зависимость отношения  $\Delta T_n/U_L$  (где  $\Delta T_n = T_n - T_0$ ) от тока поддержки низкоомного состояния по данным исследований СВЧ-шумов в негисторных структурах стеклоуглерод– $\text{Ga}_{0.25}\text{Te}_{0.75}$ –стеклоуглерод ( $I_L < 0.5 I_C$ ).

ет  $9.0 \pm 0.3 \mu\text{m}^2$ . Она в пределах погрешностей совпадает со средней площадью поперечного сечения канала повышенной проводимости (он образуется вследствие электрической формовки структуры [14]), оцененной по данным совместного исследования электропереноса и времени задержки возникновения электрической неустойчивости [14]. Таким образом можно предполагать, что прямолинейность зависимости  $(T_n - T_0)/U_L = f(I_L)$  при малых  $I_L$  является следствием ограничения шнура тока поперечными размерами указанного канала повышенной проводимости.

Имея в виду, что характеристика, приведенная на рис. 1, снята в условиях проявления в негисторной структуре отрицательного дифференциального сопротивления, т.е. в условиях, когда увеличение  $I_L$  сопровождается уменьшением  $U_L$  и соответствующим ослаблением электрического поля в межэлектродной среде, рост плотности тока в шнуре следует связывать в основном с увеличением эффективной электропроводности ( $\sigma_{\text{eff}}$ ) области шнурования тока. На это указывает в частности увеличение соотношения  $(T_n - T_0)/U_L^2$  при увеличении  $I_L$ :

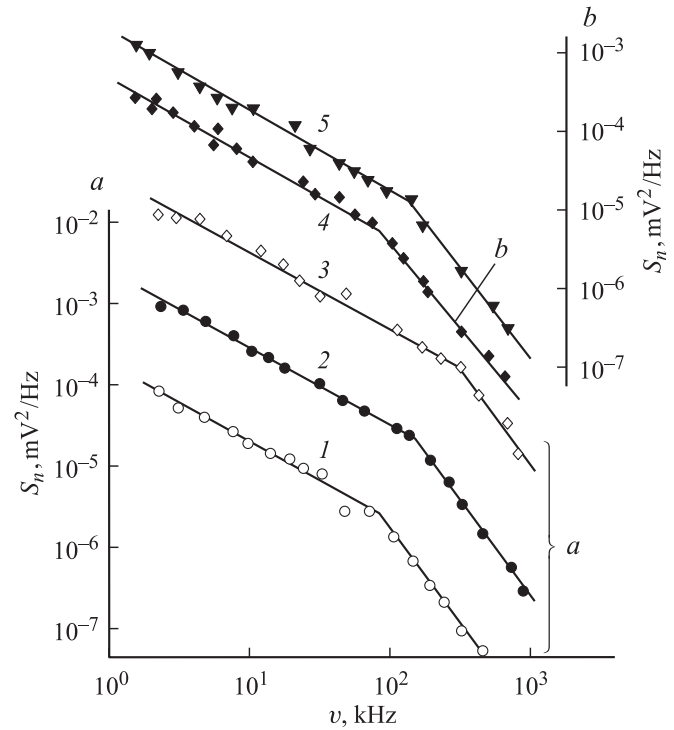
$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{j_L}{E_L} \sim \frac{T_n - T_0}{U_L^2}$$

(где  $E_L$  — эффективная напряженность электрического поля в межэлектродной среде), имеющее место в данных структурах. Для структуры, например, шумовая характеристика которой приведена на рис. 1, соотношение  $(T_n - T_0)/U_L^2$  при изменении  $I_L$  от 1.5 до 4.5 mA увеличивалось сублинейно от 60.5 до 208.3 K/V<sup>2</sup>.

Такое изменение  $\sigma_{\text{eff}}$ , согласно результатам предыдущих наших исследований [16], следует связывать с постепенным уменьшением в канале повышенной плотности тока сопротивлений приконтактных областей, имеющих остаточную слабо выраженную полупроводниковую проводимость. Оно происходит при увеличении  $I_L$  до  $I_C$  вследствие увеличения степени джоулева нагрева указанных областей.

Для расширения шнура тока в приканальную область межэлектродной среды необходимо, разумеется, соответствующее увеличение ее электропроводности. Такому увеличению вначале может способствовать нагрев этой области джоулевым теплом, выделяющимся в упомянутом канале повышенной плотности тока. О том, что шнур тока действительно расширяется в исследованном интервале  $I_L < I_C$ , свидетельствует нелинейность зависимости  $(T_n - T_0)/U_L = f(I_L)$  при  $I_L$ , больших, чем показано на рис. 1, и ее стремление к насыщению при  $I_L$ , близких к  $I_C$ .

Характеристики низкочастотных шумов для обоих типов исследованных структур также существенно отличаются от аналогичных характеристик пленочных селеновых негисторов, исследованных в [8]. В противоположность селеновым негисторам характер частотной зависимости спектральной плотности напряжения ( $S_n$ ) низкочастотных шумов в рассмотренных в данной работе структурах не зависит в предпробойных полях от



**Рис. 2.** Частотная зависимость спектральной плотности напряжения низкочастотных шумов в предпробойных полях в негисторных структурах стеклоуглерод—Ga<sub>0.2</sub>Te<sub>0.8</sub>—стеклоуглерод (a) и стеклоуглерод—Ga<sub>0.25</sub>Te<sub>0.75</sub>—стеклоуглерод (b). Электрический ток через структуру  $I$ ,  $\mu\text{A}$ : 0.3 (1); 3 (2); 10 (3); 0.7 (4); 2.5 (5).

силы тока. При этом  $S_n$  при постоянной частоте ( $\nu$ ) возрастает с током монотонно (приблизительно по линейному закону), что говорит о проявлении одного и того же источника шумов во всем рассмотренном диапазоне полей. В низкочастотной области спектра шумов ( $\nu < 10^5$  Hz)  $S_n \sim \nu^{-1}$ , а в высокочастотной —  $S_n \sim \nu^{-2}$  (рис. 2). Такой спектр характерен для генерационно-рекомбинационного процесса, когда время жизни ( $\tau$ ) носителей заряда не является постоянным, монотонно изменяясь в пределах от некоторого  $\tau_1$  до  $\tau_2$  ( $\tau_2 < \tau_1$ ), где  $\tau_2^{-1} = \nu_2$  — частота, соответствующая излому кривой  $S_n(\nu)$  в логарифмических координатах. Главной причиной возникновения этого вида шумов в полупроводниках обычно считают обмен носителями заряда между мелкими примесными уровнями и энергетическими зонами. В данном контексте упомянутый набор  $\tau_1$ — $\tau_2$  в некристаллическом полупроводнике, на наш взгляд, следовало бы связывать с расширением края энергетической зоны, т.е. с наличием так называемых „хвостов“ зон. Постепенная делокализация состояний в „хвостах“ при усилении электрического поля (при увеличении силы тока соответственно) уменьшает  $\tau$ , что отражается в увеличении упомянутой характерной частоты  $\nu_2$  в полученных нами кривых  $S_n(\nu)$  от  $8 \cdot 10^4$  до  $5 \cdot 10^5$  Hz в случае Ga<sub>0.25</sub>Te<sub>0.75</sub> и от  $9 \cdot 10^4$  до  $2 \cdot 10^5$  Hz в случае Ga<sub>0.2</sub>Te<sub>0.8</sub> (см. сдвиг излома кривых на рис. 2 в

сторону больших  $\nu$ ). Качественное сходство спектров низкочастотных шумов и их зависимости от тока в пленках обоих рассмотренных составов указывает на то, что упомянутая делокализация энергетических состояний свойственна не только пленкам  $\text{Ga}_{0.25}\text{Te}_{0.75}$  [11], но и пленкам  $\text{Ga}_{0.2}\text{Te}_{0.8}$ . Таким образом, предположение о подобной делокализации при интерпретации результатов исследования полевой зависимости электропроводности пленок  $\text{Ga}_{0.2}\text{Te}_{0.8}$  в нашей предыдущей работе [11] является небезосновательным. То, что она в приведенных в [11] результатах исследований не отражается известным образом [17], следовало бы связывать с упомянутым выше кластерным строением рассмотренных пленок (при их изготовлении не были приняты меры к уменьшению флуктуаций состава паровой фазы, являющихся одной из возможных причин образования кластеров). Такое строение рассмотренных в [11] пленок  $\text{Ga}_{0.2}\text{Te}_{0.8}$  из-за большого количества Te в составе испаряемого при их изготовлении препарата должно было быть выраженным в большей степени, чем в пленках  $\text{Ga}_{0.25}\text{Te}_{0.75}$ .

При переводе исследованных негисторных структур в низкоомное состояние уровень низкочастотных шумов, аналогично случаю, рассмотренному в [8], значительно уменьшается, что следует связывать с увеличением электропроводности области шнурования тока. Кроме того в средней части  $S_n(\nu)$  спектра в данном случае появляется плато, которого можно ожидать при образовании шнура тока [8]. Более подробно исследовать низкочастотные шумы в данном состоянии пленок не было возможности из-за проявления квазиобратимых структурных изменений в области повышенной проводимости при пропуске постоянного тока.

## Выводы

1. Шумовые характеристики негисторных структур на основе пленок системы Ga–Te существенно отличаются от аналогичных характеристик ранее исследованных пленочных селеновых негисторов, подтверждая высказанное в [10,16,18] предположение о различии процессов, инициирующих электрическую неустойчивость и формирование шнура тока в них.

2. Отсутствие в СВЧ шумовой температуре составляющей, соответствующей избыточным шумам (они обусловлены эффектами сильного поля), указывает на то, что негисторные свойства рассмотренных структур в отличие от этих свойств в пленочных селеновых структурах не связаны с проявлением горячих носителей заряда. Это согласуется с результатами исследования полевой зависимости электропроводности данных структур [10].

3. Согласно результатам анализа СВЧ шумовых характеристик, в начале формирования токового шнура его поперечные размеры в рассмотренных структурах не зависят от тока поддержки низкоомного состояния, а электропроводность области шнурования увеличивается

с током. Наиболее вероятно, что расширение указанного шнура при малых токах поддержки низкоомного состояния ограничивается поперечными размерами канала повышенной проводимости, образующегося во время электрической формовки структур. Упомянутое изменение электропроводности канала следует связывать с изменением сопротивлений его приконтактных областей, обладающих, согласно [16], остаточной слабо выраженной проводимостью полупроводникового типа.

Автор выражает благодарность А. Огинскому, Ю. Либерису и В. Лисаускасу за помощь при выполнении данной работы.

## Список литературы

- [1] *Balevičius S.* Fast switching in „symmetrical“ thin film electronic devices. Habilitation thesis. Vilnius: Semiconductor physics institute, 2002.
- [2] А.с. СССР. № 1356922. Н01L 45/00. 1986.
- [3] А.с. СССР. № 869514. Н01L 29/12. Н03К 17/70. 1980.
- [4] Чеснис А., Карпинкас С.-А., Урбялис А. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 10. С. 58–62.
- [5] Адлер Д. // УФН. 1978. Т. 125. № 4. С. 707–730.
- [6] Коломиец Б.Т., Лебедев Э.А., Цинман Е.А. // ФТП. 1971. Т. 5. Вып. 12. С. 2390–2392.
- [7] Česnys A., Oginskis A., Gaška K., and LISAUSKAS V. // J. Non-Cryst. Solids. 1987. Vol. 90. N 1–3. P. 609–612.
- [8] Приходько А.В., Либерис Ю.С., Чеснис А.А., Барейкис В.А. // ФТП. 1979. Т. 13. Вып. 8. С. 1650–1655.
- [9] Приходько А.В., Чеснис А.А., Барейкис В.А. // ФТП. 1981. Т. 15. Вып. 3. С. 536–541.
- [10] Česnys A., Juška G., and Montrimas E. // Semiconductors and Semimetals. 2004. Vol. 79. P. 15–55.
- [11] Чеснис А., Огинкас А., Лисаускас В. // Литовский физический сборник. 1992. Т. 32. № 5. С. 664–675.
- [12] Барейкис В., Гальдикас А., Милюшите Р. // Диффузия горячих электронов. Вып. 3. Сер. „Электроны в полупроводниках“ / Под ред. Ю. Пожелы. Вильнюс: Мокслас, 1981. С. 127–161.
- [13] А.с. СССР. № 627353. G01K 7/30. 1977; А.с. СССР. № 928265. G01R 31/26. 1980.
- [14] Чеснис А., Огинкас А., Либерис Ю., Лисаускас В. // Литовский физический сборник. 1983. Т. 23. № 6. С. 75–82.
- [15] Česnys A., Oginskis A.-K. // Lithuanian Physics Journal. 1998. Vol. 38. N 4. P. 324–329.
- [16] Česnys A. and Oginskis A.-K. // Lithuanian Physics Journal. 1994. Vol. 34. N 3. P. 237–239.
- [17] Лебедев Э.А., Розачев Н.А. // ФТП. 1981. Т. 15. Вып. 8. С. 1511–1518.
- [18] Чеснис А. // ФТП. 1993. Т. 27. Вып. 5. С. 848–851.