

АНОМАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ ВКЛЮЧЕНИЯ ОТ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯ В СВЕРХБЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИХ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЯХ НА ОСНОВЕ АМОРФНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Бальчюнас В., Балявичюс С., Ченис А., Шикторов Н.

Представлены экспериментальные результаты, свидетельствующие о возможности увеличения времени включения с перенапряжением в сверхбыстродействующих переключателях на основе аморфных пленок теллуридов In, Ga, Ge и Si. Используя модель ударной ионизации в трехуровневой системе с учетом тока смещения и неоднородности токового канала в низкоомном состоянии, дано объяснение этому явлению.

Вопрос о величине и закономерностях времени включения t_s [1, 2] сверхбыстродействующих переключающих элементов (ПЭ) на основе аморфных полупроводников (АП) является исключительно важным для их практического использования в области формирования и ограничения электрических сигналов нано- и пикосекундного диапазонов времени [3, 4]. Несмотря на это, в настоящее время имеется лишь приблизительная картина поведения t_s в зависимости от таких факторов, как емкость переключаателя C , перенапряжение U_s и параметры низкоомного состояния. Так, например, наряду с общеизвестным фактом, что t_s уменьшается с перенапряжением [4], нами было обнаружено существование многочисленных случаев, когда наблюдается обратная (аномальная) зависимость, т. е. увеличение t_s при увеличении U_s . Такое поведение времени включения от перенапряжения требует существенной переоценки ранее предложенных моделей, способных объяснить лишь нормальный ход зависимости $t_s = f(U_s)$. Это и являлось основной целью настоящей работы.

Методика эксперимента

Исследуемые образцы представляли собой тонкие пленки АП состава $\text{In}_x\text{Te}_{1-x}$, $\text{Ga}_x\text{Te}_{1-x}$, $\text{Ge}_x\text{Te}_{1-x}$ и $\text{Si}_x\text{Te}_{1-x}$ толщиной l от 0.2 до 1.2 мкм, нанесенные вакуумным дискретным испарением на неподогретые шлифованные пластинки из стеклоуглерода или Mo, которые служили одним из токовых электродов. В качестве другого электрода применялся стеклоуглеродный или молибденовый стержень, создающий прижимной контакт диаметром 30 ÷ 60 мкм. Образец без токоограничивающего последовательного сопротивления монтировался в разрыв центрального проводника коаксиальной линии с полосой пропускания не менее 20 ГГц и волновым сопротивлением $Z=50$ Ом. Последовательная емкость образцов C составляла 0.2 ÷ 0.4 пф.

В качестве переключающих импульсов использовались видеоимпульсы длительностью 10 ÷ 30 нс, фронтом нарастания 0.5 нс и частотой следования 200 Гц. Кинетика переключения регистрировалась стробоскопическим осциллографом С1-70/3 и SAS-50099 В с полосой пропускания соответственно 3.5 и 18 ГГц. Длительность времени включения t_s определялась разницей $t_{0.9} - t_{0.1}$, где $t_{0.9}$ и $t_{0.1}$ — значения моментов времени, когда напряжение на нагрузке линии $U_{\text{вых}}$ достигает соответственно уровня 0.9 и 0.1 своей максимальной величины. Все измерения проводились при комнатных температурах.

Результаты

Исследования показали, что во всех изученных составах АП, при определенных значениях межэлектродного расстояния l существует аномальная зависимость t_s от U_s , т. е. t_s увеличивается или сохраняет постоянное значение при увеличении U_s . Многократные изменения U_s в пределах, при которых параметры переключения оставались стабильными, не вызывали изменений в наблюдаемых зависимостях. Нестабильность длительности t_s не превышала уровня флуктуаций, вносимых измерительными устройствами, и составляла, таким образом, менее 25 пс.

Типичные аномальные зависимости t_s от U_s на примере АП состава $\text{Ge}_{0.25}\text{Te}_{0.75}$ и $\text{In}_{0.2}\text{Te}_{0.8}$ показаны на рис. 1. Увеличение U_s за пределами каждой из обозначенных на рис. 1 кривых не влияло на стабильность t_s . Однако это приводило к уменьшению времени задержки переключения t_d до величин менее 0.5 нс и к наложению фронта переключения на емкостной выброс, обусловлен-

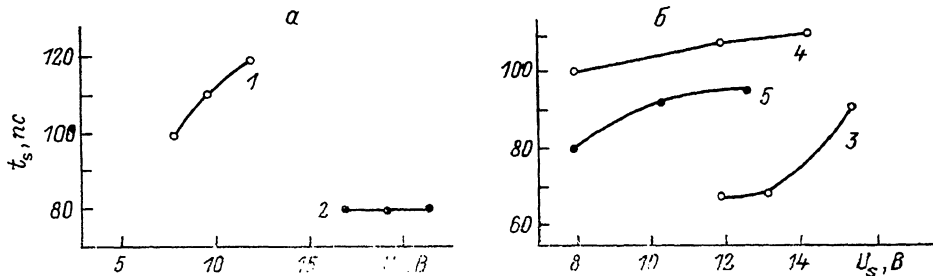


Рис. 1. Зависимость времени включения t_s от перенапряжения U_s для $\text{Ge}_{0.25}\text{Te}_{0.75}$ (а) и $\text{In}_{0.2}\text{Te}_{0.8}$ (б).

1, мкм: 1 — 0.67, 2 — 1.08, 3 — 0.51, 4 — 0.59, 5 — 0.67.

ный передним фронтом переключающего импульса. Поэтому в этих случаях определение точного значения t_s становилось затруднительным. Обрыв зависимостей t_s от U_s со стороны меньших значений перенапряжения вызван появлением (при уменьшении U_s) статистических флуктуаций измеряемых параметров [5].

Остальные свойства переключения имели аналогичный характер, установленный в работе [4].

Обсуждение

Среди широкого разнообразия физических моделей, предложенных для объяснения электрического переключения в АП, наиболее широкое подтверждение получил механизм ударной ионизации [6]. В работе [7] были установлены основные закономерности кинетики ударной ионизации в трехуровневой системе, согласно которым величина t_s обладает тенденцией уменьшаться при увеличении U_s . Оценки, проведенные с учетом возникающего в процессе переключения низкоомного токопроводящего канала, показали, что переход АП из высокоомного (ВС) состояния в низкоомное (НЗ) вследствие процесса ударной ионизации может происходить за времена длительностью в несколько десятков пикосекунд [4].

Однако более точный анализ экспериментально наблюдаемых временных характеристик требует учета нескольких дополнительных факторов, действующих, главным образом, в реальной системе. К ним в первую очередь относятся изменения ВС и НЗ состояний, возникающие вследствие изменения величины внешнего воздействия. Действие указанных факторов выражается тем, что при разных величинах приложенного к образцу электрического поля сопротивление ВС состояния R_{off} принимает различные исходные значения перед развитием электрической неустойчивости [8], а выделяющаяся в процессе переключения энергия диссипации $W = CU_s^2/2$ определяет конечное сопротивление НЗ состоя-

ния $R_{\text{он}}$ и диаметр токового канала [9]. Следовательно, другим важным фактором, способным оказывать существенное влияние на результаты измерений, является величина последовательной емкости образца C .

С учетом перечисленных факторов представим измерительную цепь, содержащую ПЭ на основе АП, согласно рис. 2, где $G(t)$ — макроскопический параметр, характеризующий процесс переключения и представляющий собой зависящую от времени t проводимость ПЭ. Законы Кирхгофа для рассматриваемой цепи могут быть записаны следующим образом:

$$i(t) = i_c(t) + i_r(t), \quad (1)$$

$$U_0 = U_c(t) + 2U_{\text{вых}}(t), \quad (2)$$

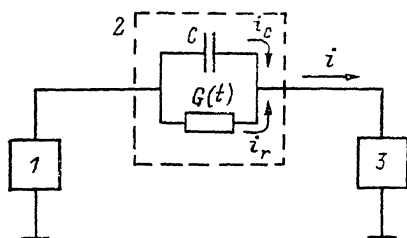


Рис. 2. Измерительная цепь, содержащая ПЭ на основе АП.

1 — генератор переключающих импульсов, 2 — ПЭ, 3 — измерительное устройство. Выходное и входное сопротивление устройств 1 и 3 равно волновому сопротивлению линии $Z=50$ Ом.

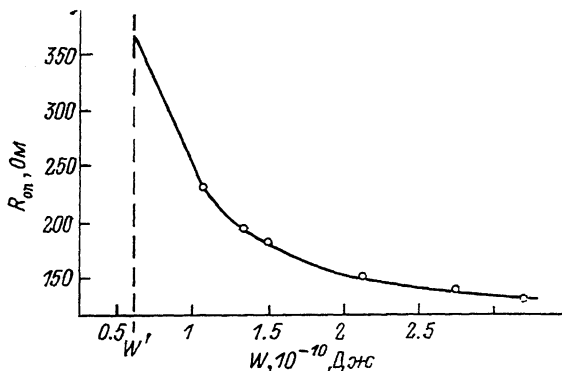


Рис. 3. Зависимость сопротивления $R_{\text{он}}$ низкоомного состояния ПЭ на основе $\text{Ge}_{0.25}\text{Te}_{0.75}$ с межэлектродным расстоянием $l=1$ мкм от энергии W , сообщаемой ему в процессе переключения.

Точки — эксперимент, сплошная линия — расчет согласно модели низкоомного состояния [1].

где U_0 — ЭДС генератора 1, $U_c(t)$ и $U_{\text{вых}}(t)$ — значения падений напряжений соответственно на элементе C и входном сопротивлении измерительного устройства 3. Выражения для мгновенных значений токов будут иметь вид

$$\left. \begin{aligned} i(t) &= \frac{U_{\text{вых}}(t)}{Z}, \\ i_c(t) &= C \frac{dU_c(t)}{dt}, \\ i_r(t) &= U_c(t) G(t). \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Путем подстановки (2) в (3) в (1) получим уравнение, определяющее связь между $U_{\text{вых}}(t)$ и проводимостью ПЭ $G(t)$:

$$\frac{dU_{\text{вых}}(t)}{dt} + \frac{U_{\text{вых}}(t)}{C} \left(\frac{1 + 2ZG(t)}{2Z} \right) = \frac{U_0 G(t)}{2C}. \quad (4)$$

В свою очередь

$$G(t) = \frac{G_0}{n_0} \frac{n_0 + Sn(t)}{1 + S}, \quad (5)$$

где G_0 и n_0 — начальная проводимость и концентрация носителей заряда, $S = S_2/S_1$ — соотношение площадей сечения токового канала и электродов. Значения S_1 и S_2 в дальнейшем фигурируют как эмпирические параметры.

Задача, таким образом, сводится к нахождению кинетики $n(t)$ с учетом изменения электрического поля в образце $E(t) = U_c(t)/l$. Для этого запишем уравнения баланса частиц для случая трехуровневой системы, представленной в работе [4]:

¹ В настоящем анализе используется идеализированная прямоугольная форма переключающих импульсов.

$$\frac{dn}{dt} = \alpha_1(E) n (N_d - N_a - n) - \gamma_1 n (N_n + n) + \alpha_2(E) nm - \gamma_2 n (M - m), \quad (6)$$

$$\frac{dm}{dt} = -\alpha_2(E) nm + \gamma_2 n (M - m), \quad (7)$$

где n, m — концентрация электронов на уровне протекания и на промежуточном уровне, N_d и N_a — концентрация доноров и акцепторов, M — концентрация промежуточных состояний, $\alpha_{1,2}$ и $\gamma_{1,2}$ — коэффициенты ударной ионизации и рекомбинации, относящиеся к нижнему (с индексом 1) и промежуточному (с индексом 2) уровням. В уравнениях (6) и (7) опущены члены термической генерации, которые определяют равновесную концентрацию n_0 , однако слабо влияют на кинетику $n(t)$ при развитии лавинного умножения.

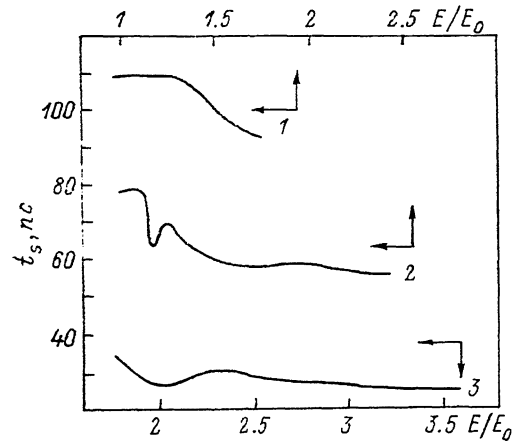


Рис. 4. Расчетная зависимость времени включения t_s для ПЭ на основе $\text{Ge}_{0.25}\text{Te}_{0.75}$ от относительной величины перенапряжения E/E_0 при трех различных значениях последовательной емкости C , пф: 1 — 0.8, 2 — 0.4, 3 — 0.1.

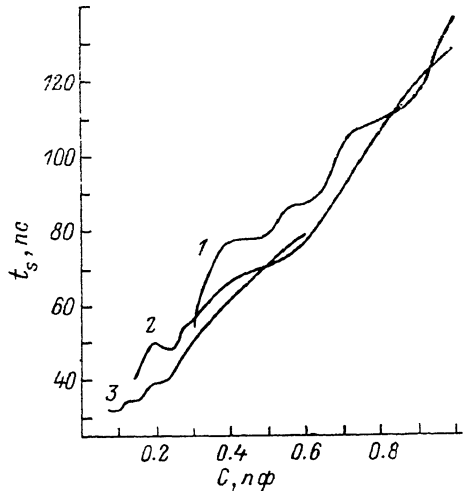


Рис. 5. Расчетная зависимость времени включения t_s для ПЭ на основе $\text{Ge}_{0.25}\text{Te}_{0.75}$ от значения последовательной емкости C при трех различных относительных величинах перенапряжения E/E_0 : 1 — 1.47, 2 — 1, 3 — 2.

Система уравнений (4)–(7) решалась численным методом для АП состава $\text{Ge}_{0.25}\text{Te}_{0.75}$ толщиной $l=1$ мкм. Зависимость начального сопротивления ВС состояния $R_{off}=1/G_0$ от E учитывалась путем соответствующего изменения S_1 по закону, определенному экспериментально, согласно методике [10]:

$$S_1 = k \frac{1}{G_0} = k \cdot 2.35 \cdot 10^5 \frac{E}{E_0} \exp\left(-2.05 \frac{E}{E_0}\right), \quad (8)$$

где k — коэффициент пропорциональности, $E_0=3 \cdot 10^5$ В/см — величина порогового поля переключения.

Зависимость R_{on} от энергии W , сообщаемой образцу в процессе переключения, определялась также экспериментальным путем по методике [9]. Полученная зависимость хорошо описывается законом модели низкоомного состояния, установленной в работе [9] (рис. 3). Поскольку область $W \leq W'$ соответствует энергиям, при которых, согласно представлениям указанной модели, не образуются структуры типа решетки Бете и в течение t_d начинают в заметной степени проявляться тепловые эффекты [11], она в настоящем расчете не рассматривалась. Учет зависимости R_{on} от W производился пропорциональным изменением параметра S_2 .

Другие параметры, использованные при расчете, имели следующие значения: $\gamma_2 M=10^{11}$ с⁻¹, $\gamma_1 N_a=10^7$ с⁻¹, $M=10^{17}$ см⁻³, $N_d-N_a=10^{20}$ см⁻³, $E_0=3 \times 10^5$ В/см, $S_1=50$ мкм (при $E/E_0=1$), $S_2=0.5$ мкм (при $W=W'$). При этом учитывалось, что $\alpha_{1,2}(E) \sim \exp(-\Delta \epsilon_{1,2}/e\lambda E)$, где λ — длина свободного пробега,

$\Delta \varepsilon_{1,2}$ — глубина соответствующего уровня. Кроме того, для упрощения расчета принималось, что $\Delta \varepsilon_1 / e\lambda E_0 = 1$ [4].

Как видно из полученных результатов (рис. 4), зависимость t_s от относительной величины перенапряжения E/E_0 имеет сложный характер, при этом в ней существует три типа областей, в пределах которых величина t_s уменьшается, увеличивается или обладает постоянным значением при увеличении E/E_0 . Заметим, что рассматриваемые зависимости получены при условии сохранения стабильных внутренних параметров материала во всем, использованном при расчете, интервале E/E_0 . Экспериментальное осуществление условий стабильности параметров переключения, а следовательно, и внутренних параметров материала [12], удается, как правило, только в относительно небольшом диапазоне U_s . Поэтому для одного и того же состава АП наблюдаются только отрезки различных областей зависимости t_s от $U_s \sim E/E_0$ при различных значениях l . Аномальная зависимость t_s от E/E_0 , т. е. увеличение t_s при увеличении E/E_0 , занимает сравнительно наименьший интервал E/E_0 , следовательно, возможность ее экспериментального наблюдения имеет и наименьшую вероятность. Однако это не исключает существования составов АП, для которых такая область будет доминирующей.

Представленная модель позволяет также рассмотреть зависимость t_s от величины последовательной емкости C (рис. 5). Несмотря на общую тенденцию увеличения t_s при увеличении C , в зависимости также существуют относительно небольшие области аномального поведения t_s .

В заключение сделаем следующие выводы.

В условиях стабильной работы переключающих элементов на основе аморфных полупроводников существует ситуация, когда время включения t_s увеличивается с увеличением приложенного перенапряжения U_s . Численный анализ кинетики переключения на основе модели ударной ионизации в трехуровневой энергетической системе показывает, что учет эмпирических зависимостей высокоомного и низкоомного состояний от величины внешнего электрического поля и емкости образца C позволяет объяснить такое поведение $t_s = f(U_s)$. Результаты анализа также позволяют считать, что существуют условия, когда увеличение C приводит к снижению t_s .

Список литературы

- [1] Сандомирский В. Б., Суханов А. А. // Зарубеж. радиоэлектрон. 1976. № 9. С. 68—101.
- [2] Shaw M. P. // Physics of Disordered Materials / Ed. by D. Adler. N. Y. — London. 1985. P. 793—809.
- [3] Callarotti R. C., Schmidt P. E. // Thin Sol. Films. 1982. V. 90. N 4. P. 379—384.
- [4] Балявичюс С., Тамашявичюс А., Пошкус А., Шикторов Н., Бабянскас Э. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 8. С. 1519—1523.
- [5] Балявичюс С., Декснис А., Лисаускас В., Пошкус А., Шикторов Н. // Лит. физ. сб. 1984. Т. 24. № 2. С. 95—101.
- [6] Henisch H. K., Manificier J.-C., Callarotti R. C., Schmidt P. E. // Physics of Disordered Materials / Ed. by D. Adler. N. Y. — London. 1985. P. 779—792.
- [7] Балявичюс С., Забродский А., Пошкус А., Тамашявичюс А. // ФТТ. 1985. Т. 27. В. 5. С. 1460—1465.
- [8] Чеснис А. А., Гашка К. И., Огинскас А. К., Бальчюнас В. Ч. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1132—1134.
- [9] Балявичюс С., Грузинскис В., Пошкус А. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 11. С. 1934—1937.
- [10] Балявичюс С., Грузинскис В., Декснис А., Чеснис А. // Лит. физ. сб. 1980. Т. 20. № 2. С. 25—31.
- [11] Shaw M. P., Holmberg S. H., Kostylev S. A. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. N 8. P. 542—545.
- [12] Balevičius S., Deksnys A., Jasutis V., Paulavičius A., Poškus A., Šiktorov N. // Thin Sol. Films. 1984. V. 112. P. 75—80.