

## ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ДИОД ШОТТКИ Au—SiC-6H

Аникин М. М., Андреев А. Н., Лебедев А. А., Пятко С. Н.,  
Растегаева М. Г., Савкина Н. С., Стрельчук А. М., Сыркин А. Л.,  
Челноков В. Е.

Получены поверхностно-барьерные структуры Au—SiC-6H, по своим электрическим характеристикам близкие к идеальным, работоспособные до температур 300 °С. Исследованы их электрические характеристики и механизм протекания тока. Показано, что протекание прямого тока описывается теорией термоэлектронной эмиссии. Прямой ток  $I \sim 1$  А при  $U_{пр} \approx 4$  В. Напряжение пробоя структур 100—170 В при комнатной температуре. Обратные токи при  $T=570$  К и  $U=70$  В  $\sim 10^{-8}$  А.

Поверхностно-барьерные структуры на основе карбида кремния политипа 6H из-за большой ширины его запрещенной зоны (для SiC-6H при комнатной температуре  $E_g=3.07$  эВ) являются потенциально пригодными для высокотемпературной СВЧ электроники. Кроме того, карбид-кремниевые поверхностно-барьерные структуры могут быть использованы как ультрафиолетовые фотоприемники, практически нечувствительные в видимом диапазоне спектра.

Задача данной работы — получение поверхностно-барьерных структур (ПБС) Au—SiC-6H, близких к идеальным, способных работать при высоких температурах (вплоть до 600 К), изучение их электростатических и электрических характеристик в интервале температур 293—600 К и выяснение механизма протекания прямого тока.

Созданию и исследованию ПБС на основе SiC-6H посвящено большое количество работ (см., например, [1<sup>-5</sup>]). В качестве материала барьера используются Au, Cr, Al, Ag. Однако характеристики диодов Шоттки во всех работах, за исключением [2], приведены только при комнатной температуре. В [2] исследованы прямые и обратные вольт-амперные характеристики (ВАХ) в диапазоне температур 230—350 К, экспоненциальным участкам прямых ВАХ соответствует изменение тока на 2—3 порядка; обратная ВАХ измерена в пределах от 0 до -1 В, при этом обратный ток  $10^{-3}$  А.

Обратная ветвь ВАХ, измеренная при комнатной температуре, приведена в [3, 4]. При увеличении обратного напряжения обратный ток заметно возрастает, характеристика «мягкая» [3]. Предпробойные токи при напряжениях -120 [3] и -210 В [4] составляют соответственно  $10^{-3}$  [3] и  $10^{-5}$  А [4].

Результаты исследования пробоя представлены в [4]. Максимально достигнутое пробивное напряжение -210 В (для диодов Шоттки с концентрацией  $N_a-N_n=10^{16}$  см<sup>-3</sup>). Пробой носит микроплазменный характер и связывается с лавинной ионизацией.

Высота потенциального барьера металл—SiC-6H лежит в пределах от 1.1 [3] до 2.0 эВ [5].

Механизмы протекания тока исследовались в [1, 2]. В [1] прямой ток описывается теорией термоэлектронной эмиссии, однако данные о температурных измерениях прямой ВАХ не приведены. В [2] сообщается о двух механизмах протекания прямого тока — термоэлектронной эмиссии при больших прямых смещениях  $U > 0.7-1.2$  В и туннелировании с участием примесных состояний в запрещенной зоне полупроводника в области  $U < 0.7-0.8$  В. Температурные

исследования прямой ВАХ, приведенные в [2], относятся к диодам на основе сильно легированного материала ( $N_d - N_a > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ); для таких диодов экспоненциальный участок на прямой ветви ВАХ в явном виде практически отсутствует из-за падения напряжения на сопротивлении кристалла, поэтому количественная обработка наблюдаемых зависимостей в области больших напряжений, где протекание тока описывается термоэлектронной эмиссией, усложнена.

### Электрические характеристики поверхностно-барьерных структур SiC

Барьеры Шоттки, исследовавшиеся в данной работе, формировались на поверхности эпитаксиальных слоев  $n$ -типа с концентрацией нескомпенсированных доноров  $N_d - N_a = 5 \cdot 10^{16} - 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , выращенных методом сублимации в открытой системе [6] на  $n$ -подложках  $6H$ -SiC, ориентированных по плоскости (0001) Si. Материалом барьера служило золото. Перед напылением барьерного контакта кристаллы карбида кремния травились в расплаве КОН для удале-

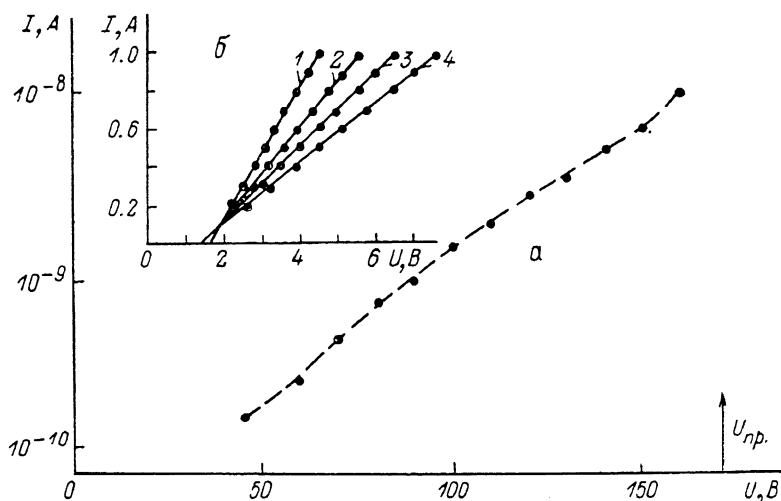


Рис. 1. ВАХ ПБС Au—SiC-6H.

а) обратная ветвь при  $T=293 \text{ К}$ , б) прямая ветвь при  $T, \text{ К}$ : 1 — 293, 2 — 400, 3 — 483, 4 — 573.

ния дефектного слоя, образующегося на последней стадии роста монокристаллического слоя, а затем промывались в деионизированной воде и органических растворителях для удаления остатков КОН. Перед напылением золота образцы прогревались в вакууме при температуре  $500^\circ \text{C}$ . Площадь структур  $S \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ .

Исследованные ПБС имели напряжение пробоя  $100-170 \text{ В}$  при комнатной температуре (рис. 1, а). В некоторых структурах обратные токи вплоть до пробоя были меньше  $10^{-10} \text{ А}$ , что показано стрелкой на рис. 1, а. Пробой был резким и необратимым. Это позволяет сделать вывод, что барьеры пробивались по периферии. Прямая ВАХ при напряжениях, превышающих высоту барьера, описывалась линейной зависимостью. Остаточное сопротивление диода, равное сопротивлению толщи полупроводника и омического контакта, составило  $2-3 \text{ Ом}$  при комнатной температуре (рис. 1, б).

Зависимость дифференциальная емкость—напряжение измерялась на частотах от 1 до  $100 \text{ кГц}$ , измеряемая емкость не зависела от частоты.  $C-U$ -характеристики, построенные в координатах  $1/C^2-U$ , линейны во всем интервале температур и напряжений (рис. 2). Емкостное напряжение отсечки  $U_c^0$ , получаемое экстраполяцией линейной зависимости  $1/C^2-U$  к  $1/C^2=0$ , для разных структур находилось в пределах  $1.3-1.54 \text{ В}$  (рис. 2, б), при комнатной температуре и с ростом температуры до  $573 \text{ К}$  уменьшалось до  $1.2-1.35 \text{ В}$ . Из  $C-U$ -характери-

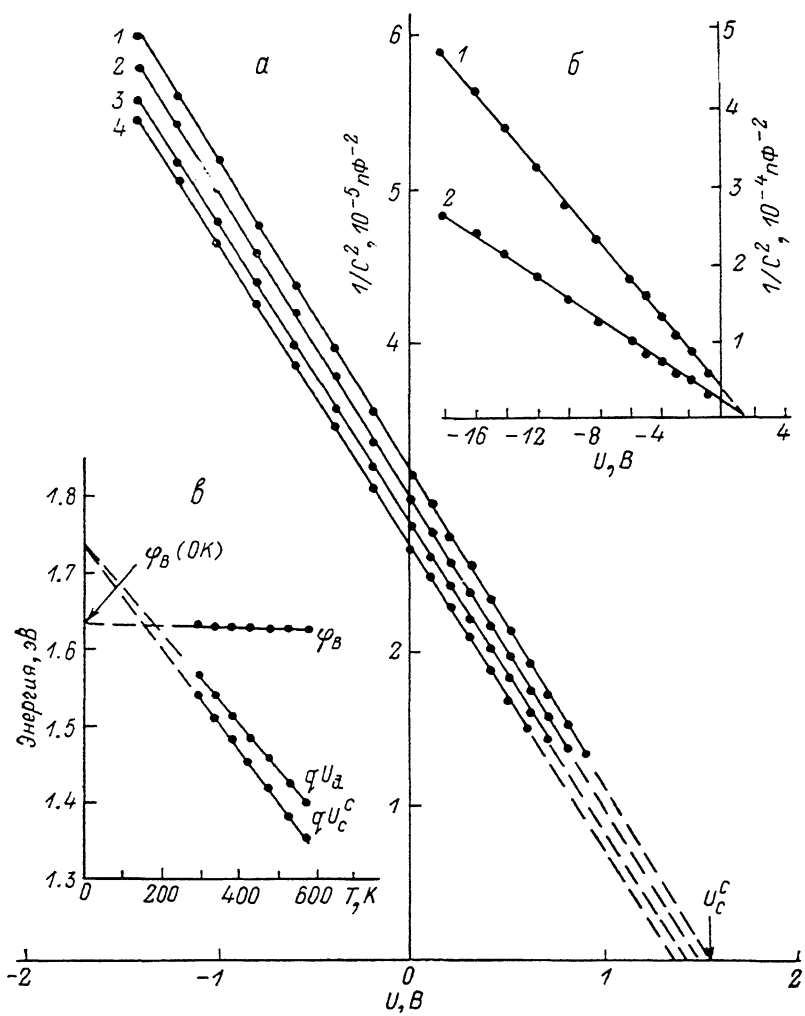


Рис. 2.  $C-U$ -характеристики ПБС SiC-6H (а, б), температурные зависимости емкостного напряжения отсечки  $U_C^C$ , диффузионного потенциала  $U_d$  и высоты потенциального барьера  $\varphi_B$ ,  $N_d - N_a = 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $U_C^C = 1.54 \text{ В}$  при  $T = 293 \text{ К}$  (в).

а)  $T, \text{ К}$ : 1 — 293, 2 — 373, 3 — 473, 4 — 573.

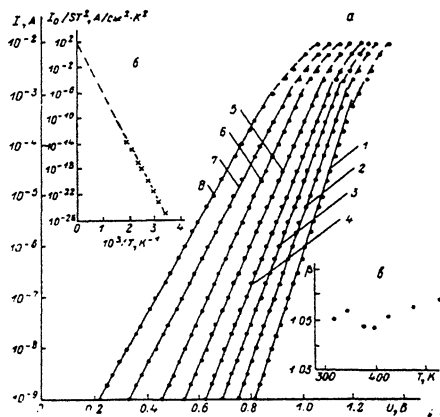


Рис. 3. Прямая ветвь ВАХ ПБС SiC-6H (а), график Ричардсона (б), температурная зависимость коэффициента  $\beta$  (в).

а)  $T, \text{ К}$ : 1 — 293, 2 — 317, 3 — 340, 4 — 373, 5 — 395, 6 — 423, 7 — 473, 8 — 523.

стик были определены такие параметры  $m-s$ -структур, как концентрация нескомпенсированных доноров  $N_d - N_a = (0.7 \div 2.0) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , которая практически не зависела от температуры, ширина слоя объемного заряда при нуле-

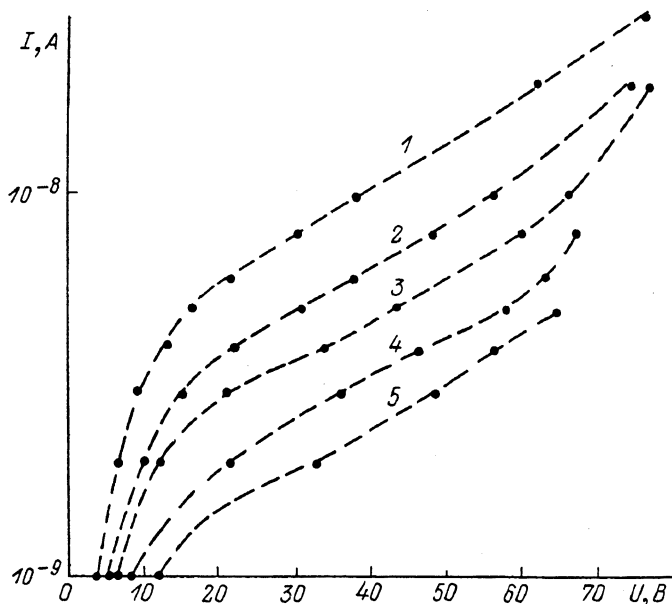


Рис. 4. Обратная ветвь ВАХ ПБС SiC-6H при различных температурах.  
 $T, \text{ К: } 1 - 573, 2 - 515, 3 - 473, 4 - 431, 5 - 373.$

вом смещении  $W_0 = 0.09 - 0.14 \text{ мкм}$  для разных структур, напряженность электрического поля в максимуме распределения при нулевом смещении  $E_{m_0} = (2.2 \div 2.6) \cdot 10^5 \text{ В/см}$ , напряженность электрического поля при пробое  $E_{пр} = 2.3 \cdot 10^6 \text{ В/см}$  ( $N_d - N_a = 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) и высота потенциального барьера  $\phi_B$ , которая при комнатной температуре для разных структур составила  $1.4 - 1.63 \text{ эВ}$ .

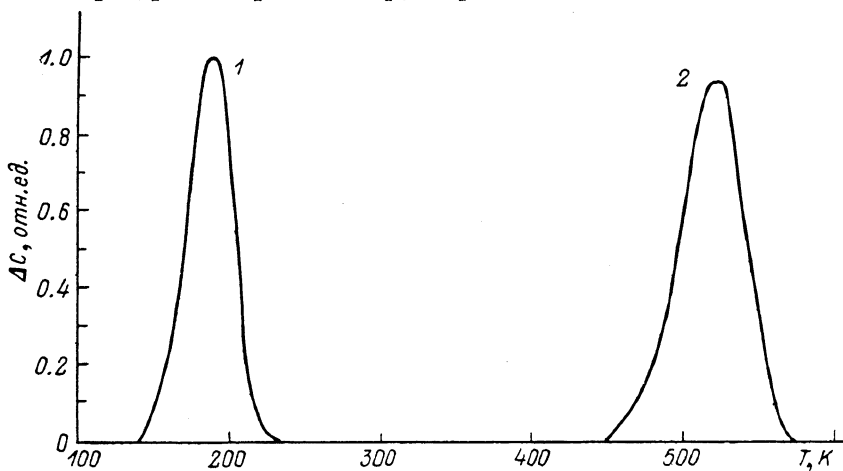


Рис. 5. DLTS-спектр ПБС SiC-6H.  
 Глубокие уровни: 1 — S, 2 — R.  $t_1 = 5, t_2 = 50 \text{ мс}$ .

Прямая ветвь ВАХ барьеров Au-SiC-6H в области малых токов приведена на рис. 3, а. Характеристики прямой ток-напряжение поверхностно-барьерных структур Au-SiC при напряжениях  $kT/q \ll U < \phi_B/q$  и температурах в диапазоне 293—520 К описывались экспоненциальной зависимостью  $I = I_0 \exp[(qU/\beta) / kT]$ . Экспоненциальным участком характеристик соответ-

ствует изменение тока на 5—6 порядков (от  $10^{-9}$  до  $10^{-3}$  А). Безразмерный коэффициент  $\beta$  оставался постоянным при всех температурах и равным 1.05—1.07 (рис. 3, в).

На рис. 4 приведены обратные ветви ВАХ барьеров Au—SiC в интервале температур 293—550 К. Обратные токи при всех температурах составляли  $\sim 10^{-8}$  А и обуславливались утечками по периферии. В идеальном случае область рабочих температур барьеров Шоттки на основе 6H-SiC ограничивается величиной тока насыщения, который в соответствии с диодной теорией [7] равен  $10^{-10}$  А при температуре 550 К для ПБС с  $N_d - N_a \approx 1 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ . Обратные токи утечки могут быть уменьшены при изготовлении охранных колец.

Методом DLTS исследовались глубокие центры в поверхностно-барьерных структурах Au—SiC. Были обнаружены два глубоких уровня (ГУ), ранее описанных в [8] как R ( $E_c - 1.27$  эВ) и S ( $E_c - 0.35$  эВ) (рис. 5). Концентрации этих уровней  $N_R$  и  $N_S$  совпадали во всех исследованных барьерных структурах, что подтверждает высказанное в [8] предположение об их принадлежности к одному двухзарядному R—S-центру.

Значения величин  $N_R$  и  $N_S$  ( $\sim 10^{15}$  см $^{-3}$ ) были близки к значениям  $N_R$  и  $N_S$  в  $p$ - $n$ -структурах на основе эпитаксиальных слоев, выращенных методом [6]. Таким образом, можно заключить, что в процессе создания  $p$ - $n$ -перехода не происходит существенного изменения концентрации R—S-центров.

### Механизм протекания прямого тока в поверхностно-барьерных структурах SiC-6H

Для решения вопроса о механизме протекания прямого тока необходимо исследовать температурную зависимость высоты потенциального барьера.

По данным емкостных измерений были построены температурные зависимости емкостного напряжения отсечки  $U_c^0$ , диффузионного потенциала  $U_d = U_c^0 + kT/q$  и высоты потенциального барьера  $\varphi_B = qU_c^0 + kT - \mu - \Delta\varphi_B$  в интервале температур 293—600 К (рис. 2, в).

Температурная зависимость  $\mu$  — химического потенциала электронов в объеме полупроводника была рассчитана по формуле  $\mu = kT \ln \frac{h^3 (N_d - N_a)}{2(2\pi m^* kT)^{3/2}}$ ,

где  $m^* = 0.45m_0$  — эффективная масса плотности состояний электронов в SiC-6H [9]. Понижение высоты потенциального барьера полем сил зеркального изображения [10]  $\Delta\varphi_B = q \left[ \frac{q^3}{8\pi^2 \epsilon_s^2 \epsilon_s \epsilon_0^3} (N_d - N_a) (U_d - U - kT/q) \right]^{1/4}$  рассчитывалось для случая термического равновесия при  $U = 0$ . При этом статическая диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_s = 9.8$  [11], высокочастотная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_d = 6.7$  [11].

С ростом температуры  $U_c^0$ ,  $U_d$  и  $\varphi_B$  в интервале температур 293—600 К линейно уменьшаются с температурными коэффициентами  $\alpha_c = 6.7 \cdot 10^{-4}$  В/град,  $\alpha_d = 5.9 \cdot 10^{-4}$  В/град,  $\alpha = 3 \cdot 10^{-5}$  эВ/град.

Значение высоты барьера  $\varphi_B$  (0 К), полученное экстраполяцией линейной зависимости  $\varphi_B(T) = \varphi_B(0 \text{ К}) - \alpha T$  к  $T = 0$  К, составляет 1.63 эВ для ПБС SiC с  $U_c^0 = 1.54$  В при комнатной температуре и  $N_d - N_a = 9 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ .

Экспериментальные зависимости прямого тока, измеренные в интервале температур 293—520 К, изучались с точки зрения соответствия их теории термоэлектронной эмиссии. Согласно этой теории, при учете зависимости высоты барьера от приложенного напряжения, обусловленной влиянием поля сил изображения, прямой ток

$$I = AST^2 \exp\left(-\frac{\varphi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU - \delta\varphi_B(U)}{kT}\right) = I_0 \exp\left(\frac{qU - \delta\varphi_B(U)}{kT}\right) = I_0 \exp\left(\frac{qU}{\beta kT}\right),$$

где  $A$  — постоянная Ричардсона, которая для  $m$ - $s$ -структур должна быть равной  $120 m^*/m_0$  А/см $^2$ ·град $^2$ ,  $\varphi_B$  — высота потенциального барьера в термическом равновесии с учетом влияния поля сил изображения,  $\delta\varphi_B(U)$  — изменение высоты барьера при подаче на него напряжения. Таким образом, отли-

ние коэффициента  $\beta$  от 1 обусловлено понижением барьера за счет поля сил изображения:  $\beta^{-1} = 1 - \frac{\delta\varphi_B(U)}{qU}$ .

Теоретические значения  $\beta$  остаются примерно постоянными в наших диапазонах изменения температур и напряжений и равными  $1.05 \pm 0.02$  для структур Au—SiC с  $N_d - N_a = 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $U_0^c = 1.54 \text{ В}$  ( $T = 293 \text{ К}$ ). Экспериментальная величина коэффициента  $\beta$  практически совпала с теоретической.

Зависимость предэкспоненциального множителя  $I_0$ , построенная в координатах  $\lg(I_0/ST^2) = f(1/T)$  (график Ричардсона), линейна в интервале температур 293—520 К (рис. 3, б).

Предэкспоненциальный множитель в теории термоэлектронной эмиссии при учете температурной зависимости

$$I_0 = AST^2 \exp(\alpha/k) \exp[-\varphi_B(0 \text{ К})/kT].$$

Из графика Ричардсона определили  $A \exp(\alpha/k)$  и  $\varphi_B(0 \text{ К})$ , которые совпали с теоретическими и для образцов с  $U_0^c = 1.54 \text{ В}$  (при  $T = 293 \text{ К}$ ) составили  $A \exp(\alpha/k) = 100 \text{ А/см}^2 \cdot \text{град}^2$  и  $\varphi_B(0 \text{ К}) = 1.6 \text{ эВ}$ .

Величина барьера при  $T = 0 \text{ К}$ , определенная из вольт-амперных характеристик, совпала со значением этого параметра, определенного  $C-U$ -методом.

Из сравнения теории с экспериментом следует, что в полученных структурах протекание прямого тока описывается теорией термоэлектронной эмиссии при учете влияния поля сил изображения.

Таким образом, созданы поверхность-барьерные структуры Au—SiC-6H, работоспособные в диапазоне температур 293—600 К, практически не имеющие промежуточного слоя между металлом и полупроводником и по своим свойствам близкие к идеальным.

В заключение авторы благодарят В. В. Евстропова за обсуждение результатов работы и Б. В. Царенкова за внимание к работе.

#### Список литературы

- [1] Wu S. Y., Campbell R. B. // Sol. St. Electron. 1974. V. 17. N 7. P. 683—687.
- [2] Косяченко Л. А., Панькин Н. М., Пивовар Л. В., Склярчук В. М. // УФЖ. 1982. Т. 27. В. 1. С. 101—108.
- [3] Веренчикова Р. Г., Санкин В. И. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 19. С. 1742—1746.
- [4] Glover G. H. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 11. P. 4842—4844.
- [5] Mead S. A., Spitzer W. A. // Phys. Rev. A. 1964. V. 134. N 3. P. 713—716.
- [6] Аникин М. М., Гусева Н. Б., Дмитриев В. А., Сыркин А. Л. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1984. Т. 20. В. 10. С. 1768—1770.
- [7] Bether H. A. // M. I. T. Radiation Lab. Rep. 1942. V. 43. P. 12.
- [8] Аникин М. М., Зубрилов А. С., Лебедев А. А., Стрельчук А. М., Черенков А. Е. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 8. С. 1384—1390.
- [9] Wessels B. W., Gatos H. C. // J. Phys. Chem. Sol. 1977. V. 38. N 4. P. 345—350.
- [10] Sze S. M., Crowell C. R., Kahng D. // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. N 8. P. 2534—2536.
- [11] Choyke W. J., Patric L. // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. N 6. P. 2255—2256.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 22.10.1990  
Принята к печати 24.10.1990