

05; 06

© 1991 г.

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СТАДИЯ ТЕПЛООВОГО ПРОБОЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Э. В. Палко, А. А. Тарасова, А. Ф. Шулекин, В. С. Юферев

Исследована заключительная стадия теплового пробоя полупроводниковых приборов, в течение которой происходит увеличение сечения шнура расплава, образовавшегося на предыдущих стадиях пробоя. Рассматриваются шнуры, замыкающие контакты, испарение с поверхности расплава отсутствует. На основе анализа одномерной задачи теплопроводности с движущейся границей плавления сформулированы основные закономерности этого процесса. С помощью численных методов рассчитаны характеристики цилиндрических шнуров расплава. Сравнение с экспериментом показало, что предложенная модель хорошо описывает характеристики реальных приборов на последней высокотемпературной стадии теплового пробоя.

Введение

Одним из широко распространенных механизмов выхода полупроводниковых приборов из строя при перегрузках является тепловой пробой. При достаточном времени протекания тока в условиях теплового пробоя возможно проплавление материала в межэлектродном промежутке, что обычно приводит к различной степени изменения характеристик прибора вплоть до его полного выхода из строя [1].

Как известно, удельная электропроводность полупроводников при плавлении заметно увеличивается, для кремния в 10—20 раз [2]. Вследствие этого процессы при высокотемпературном (выше температуры плавления) Джоулевым нагреве полупроводников имеют качественно иной характер по сравнению с другими материалами. Во-первых, если плавление материала происходит первоначально в какой-либо локальной области межэлектродного промежутка, то при дальнейшем протекании тока области расплава удлиняются вдоль линий тока вплоть до замыкания контактов [3]. Причиной этого является преимущественное выделение энергии в твердой фазе на границе ее с расплавом, где эта граница перпендикулярна линиям тока. Во-вторых, после замыкания расплавом контактов плотность мощности, выделяющейся в расплаве, оказывается гораздо больше, чем в твердом полупроводнике. В результате при практически неизменной температуре материала в глубине твердой фазы происходят быстрый нагрев расплава и увеличение его сечения за счет плавления твердого материала.

Если расплав образуется на поверхности прибора и нет препятствий для свободного испарения материала с поверхности расплава, то при достаточном времени протекания греющего тока развивается процесс последовательного, слой за слоем, испарения расплава при одновременном возобновлении его за счет плавления на границе расплав—твердая фаза. Этот вариант развития процессов при тепловом пробое полупроводниковых структур был подробно рассмотрен в работе [4].

Для кремния при длительностях импульса порядка 10^{-5} — 10^{-4} с указанный режим реализуется при средней величине напряженности электрического поля более $3 \cdot 10^2$ — 10^3 В/см и плотности тока в расплаве 10^6 — 10^7 А/см².

Целью данной работы являлось исследование эволюции шнуров расплава в условиях, когда испарение в отличие от [4] не играет существенной роли. Отсутствие испарения может быть либо следствием относительно низкой тем-

температуры расплава (начальная стадия нагрева), либо результатом того, что расплав образуется в глубине образца и в течение некоторого времени не выходит на его поверхность. В работе рассмотрены основные закономерности увеличения сечения шнуров расплава, полученные на основе анализа одномерной плоской модели, и приведены результаты численного моделирования процесса образования и расширения цилиндрического шнура расплава, характерного для реальных полупроводниковых структур.

Основные закономерности развития шнуров расплава

Как уже указывалось, после образования шнура расплава, замыкающего контакты, плотность энерговыделения и температура в нем оказываются существенно выше, чем в окружающем твердом материале. В результате расширение шнура (плавление материала на границах) происходит за счет передачи тепла из внутренних областей шнура к его границам. По мере нагрева расплава поток тепла к фронту плавления увеличивается, что приводит к увеличению скорости перемещения этого фронта. При достаточном удалении фронта плавления от центральных областей шнура теплообмен между этими областями и областями на фронте плавления затрудняется. Тепло к фронту плавления при этом подводится из прилегающего слоя с толщиной порядка длины диффузии тепла, и скорость перемещения фронта насыщается. Градиенты температуры в центральных областях постепенно уменьшаются, и нагрев этих областей приближается к адиабатическому.

Изложенные качественные представления подтверждаются приводимыми далее результатами анализа одномерной задачи теплопроводности для системы, состоящей из двух фаз (жидкой и твердой) с плоской поверхностью раздела между ними. При решении задачи предполагалось следующее: энергия выделяется только в расплаве, однородно по его объему и с постоянной плотностью мощности; фазовый переход осуществляется в бесконечно тонком слое на границе раздела фаз при температуре, равной температуре плавления T_f , при атмосферном давлении; все теплофизические характеристики материала не зависят от температуры; теплоотвод через поверхность $x=0$ отсутствует; при $x \rightarrow \infty$ температура T_0 постоянна.

Уравнение теплопроводности и граничные условия при этом имеют следующий вид:

$$\frac{\partial T_{s,h}}{\partial t} = a_{s,h} \frac{\partial^2 T_{s,h}}{\partial x^2} + \frac{q_{s,h}}{C_{s,h}},$$

$$\text{при } x=0 - \frac{\partial T_h}{\partial x} = 0,$$

$$\text{при } x = \int_0^t V(t) dt - T_{s,h} = T_f,$$

$$-K_h \frac{\partial T_h}{\partial x} + K_s \frac{\partial T_s}{\partial x} = \lambda \cdot V,$$

$$\text{при } x \rightarrow \infty - T_s \rightarrow T_0.$$

(1)

Здесь T_{sh} — температура в твердой фазе и расплаве; a_{sh} , C_{sh} , K_{sh} — теплопроводность, объемная теплоемкость и теплопроводность твердой и жидкой фаз соответственно; λ — скрытая теплота плавления единицы объема материала; V — скорость движения границы фазового перехода, зависящая от времени; $q_{s,h}$ — плотность мощности, выделяющаяся в твердой и жидкой фазах, причём $q_s=0$; $q_h=q$. Полученные в результате решения (1) распределения температур в областях жидкой и твердой фаз имеют соответственно вид (2) и (3)

$$T_h(x, t) = T_f + \frac{qa_h}{C_h V^2} \exp\left(-\frac{V}{a_h} \int_0^t V dt\right) - \frac{qa_h}{C_h V^2} \exp\left(-\frac{V}{a_h} x\right) - \frac{q}{C_h V} \left(x - \int_0^t V dt\right),$$

(2)

$$T_s(x, t) = T_0 + (T_f - T_0) \exp \left[-\frac{V}{a_s} \left(x - \int_0^t V dt \right) \right]. \quad (3)$$

Из соотношений (2) и (3) и условия баланса тепла на границе фазового перехода можно получить выражение для определения скорости V

$$1 - \exp \left(-\frac{V}{a_h} \int_0^t V dt \right) = \frac{\lambda + C_s(T_f - T_0)}{a_h q} V^2. \quad (4)$$

Легко показать, что экспонента в левой части выражения (4) становится пренебрежимо малой по сравнению с 1, когда выполняется соотношение (5)

$$\int_0^t V dt \gg \sqrt{a_h t}, \quad (5)$$

т. е. когда ширина области расплава становится заметно больше диффузионной длины тепла в материале. Скорость V при этом стремится к своему предельно возможному значению, определяемому формулой (6)

$$V_{\max} = \left[\frac{a_h q}{\lambda + C_s(T_f - T_0)} \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Интересно отметить, что зависимость $V_{\max} = f(q)$ по своему характеру аналогична зависимости скорости перемещения границ фазовых переходов от плотности мощности, выделяющейся в расплаве, при квазистационарном послойном испарении [4] ($V = k_1 \sqrt{q}$). Для кремния близки к численные значения коэффициентов пропорциональности $5.8 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{1/2} \cdot \text{см}^{1/2} / \text{В} \cdot \text{с}$ для (6) и $5.5 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{1/2} \cdot \text{см}^{1/2} / \text{В} \cdot \text{с}$ для k_1 .

При достаточно больших временах, когда выполняется условие (5) и скорость приближается к V_{\max} , распределение температуры в твердой и жидкой фазах могут быть описаны выражениями

$$T_h(x, t) = T_f + \frac{\lambda + C_s(T_f - T_0)}{C_h} \left[\exp \left(-\frac{qt}{\lambda + C_s(T_f - T_0)} \right) - \exp \left(-\left[\frac{q}{a_h(\lambda + C_s(T_f - T_0))} \right]^{1/2} x \right) - \left[\frac{q(\lambda + C_s(T_f - T_0))}{a_h} \right]^{1/2} \cdot \frac{x}{C_h} + \frac{q}{C_h} t, \right] \quad (7)$$

$$T_s(x, t) = T_0 + (T_f - T_0) \exp \left[-\frac{x}{a_s} \left(\frac{a_h q}{\lambda + C_s(T_f - T_0)} \right) \right] \times \exp \left[\frac{q a_h}{\lambda + C_s(T_f - T_0)} \frac{t}{a_s} \right]. \quad (8)$$

Из выражения (7) следует, что при $t \gg (\lambda + C_s(T_f - T_0))/q$ нагрев жидкой фазы в окрестности точки $x = 0$ можно считать адиабатическим и описывать простым выражением (9)

$$T_h(0, t) = T_f - \frac{\lambda + C_s(T_f - T_0)}{C_h} + \frac{q}{C_h} t. \quad (9)$$

Численное моделирование развития шнуров расплава

Расчеты проводились для шнуров расплава цилиндрической формы, к которой тяготеют в своем развитии шнуры, образующиеся в объемных, непленочных полупроводниковых структурах. При этом рассматривался наиболее опасный с точки зрения выхода прибора из строя случай, когда ток в цепи определяется сопротивлением самого прибора.

Схема исходной полупроводниковой структуры показана на рис. 1. Предполагалось, что в структуре имеется область преимущественного нагрева,

окруженная областью слабого нагрева. Для определенности считалось, что структура изготовлена из кремния и область преимущественного нагрева представляет собой зону с высокой концентрацией легирующей примеси, а область слабого нагрева — материал, относительно слаболегированный. Нагрев такой структуры описывается уравнениями теплопроводности, которые в общем виде могут быть представлены следующим образом:

$$C_{s,h} \frac{\partial T_{s,h}}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot K_{s,h} \frac{\partial T_{s,h}}{\partial r} \right) + E^2 \sigma_{s,h}. \quad (10)$$

Граничные и начальные условия имеют вид

$$\begin{aligned} \text{при } r=0 & - \frac{\partial T_{s,h}}{\partial r} = 0, \\ r=R(t), \quad T_s = T_h = T_f, \\ -K_h \frac{\partial T_h}{\partial r} + K_s \frac{\partial T_s}{\partial r} &= \lambda \frac{\partial R}{\partial t}, \\ \text{при } r \rightarrow \infty & - T_s \rightarrow T_0, \\ T_s(r, 0) &= T_0. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $\sigma_{s,h}$ — электропроводность твердого и жидкого материала соответственно, E — напряженность электрического поля в структуре, $R(t)$ — координата границы раздела жидкой и твердой фаз. Пока температура ни в одной точке материала не превышает T_f , соотношения (10), (11) описывают нагрев исходной структуры. После того как температура на оси структуры ($r=0$) достигла T_f , эти соотношения описывают задачу теплопроводности с движущейся границей (фронтом плавления).

При расчете использовались зависимости $C_s = f(T)$ и $K_s = f(T)$, приведенные в работе [5]. Проводимость сильнолегированной области считалась постоянной, а слаболегированной — экспоненциально увеличивающейся при увеличении температуры. Так как проводимость расплава кремния имеет металлический характер, то предполагалось, что удельное сопротивление расплава линейно увеличивается с температурой. Тогда

$$\sigma_h = [\rho_{h0} + R_p (T_h - T_f)]^{-1}, \quad (12)$$

где ρ_{h0} — сопротивление расплава при T_f , R_p — температурный коэффициент сопротивления.

Теплофизические параметры жидкой фазы при решении задачи считались не зависящими от температуры и равными соответствующим значениям при T_f . Предполагалось также, что жидкая и твердая фазы разделены резкой границей — фронтом плавления. Такая модель, по-видимому, недостаточно хорошо описывает стадию зарождения жидкой фазы, поскольку последняя первоначально появляется в виде отдельных изолированных островков расплава и не образует связной области.

По-видимому, для описания стадии начала плавления более подходящей является модель плавления с образованием двухфазной зоны [6], когда расплав и твердый материал разделяются не резкой границей, а областью конечной толщины, заполненной смесью обеих фаз. Однако поскольку проводимость расплава существенно превышает проводимость твердой фазы, то двухкомпонентная зона заметных размеров может существовать лишь в течение очень короткого времени после начала плавления в центре образца. Учет существования этой зоны вряд ли скажется на результатах описания плавления и нагрева других, более удаленных от центра областей.

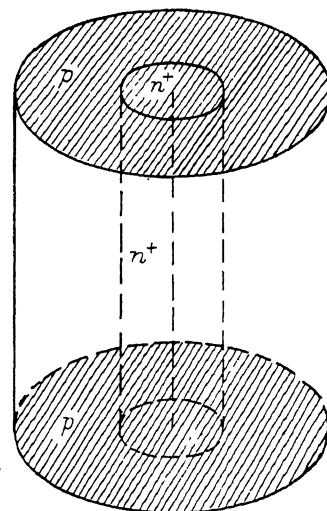


Рис. 1. Схема полупроводниковой структуры, для которой проводился численный расчет.

Расчет проводился для следующих параметров исходной структуры: радиус сильнолегированной области 3.5 мкм, ее проводимость $2500 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$, проводимость окружающего материала $0.1 \text{ (Ом}\cdot\text{см)}^{-1}$.

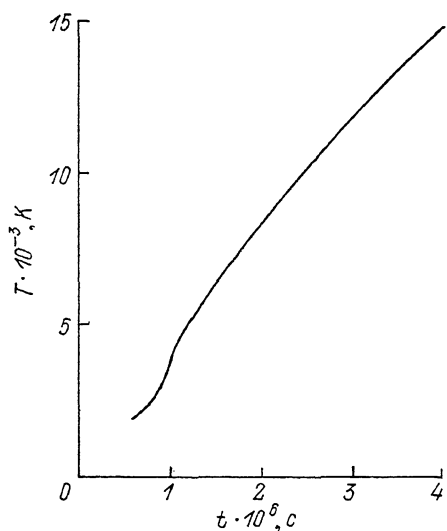


Рис. 2. Зависимость температуры в центре шнура расплава от времени ($E=1.8 \times 10^3 \text{ В/см}$).

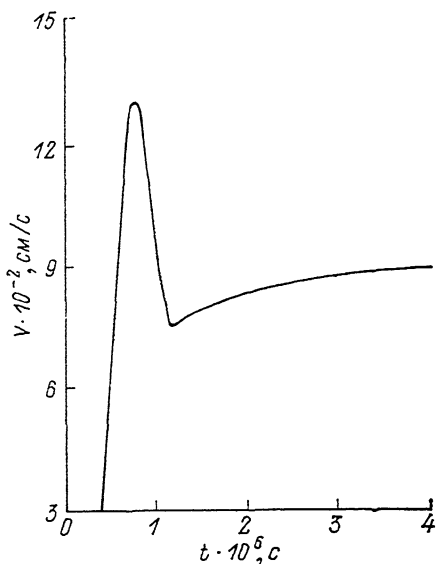


Рис. 3. Зависимость скорости движения фронта плавления от времени ($E=1.8 \times 10^3 \text{ В/см}$).

На рис. 2—4 приведены полученные значения температуры в центре расплава (рис. 2), его радиуса (рис. 3) и скорости движения границы фазового перехода (рис. 4) как функции времени. Как и в плоском случае, скорость

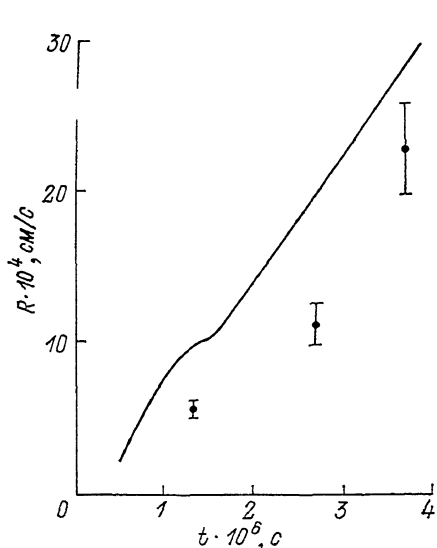


Рис. 4. Зависимость радиуса шнура расплава от времени.

Сплошная линия — расчетные значения, точки — экспериментальные значения ($E=1.8 \cdot 10^3 \text{ В/см}$).

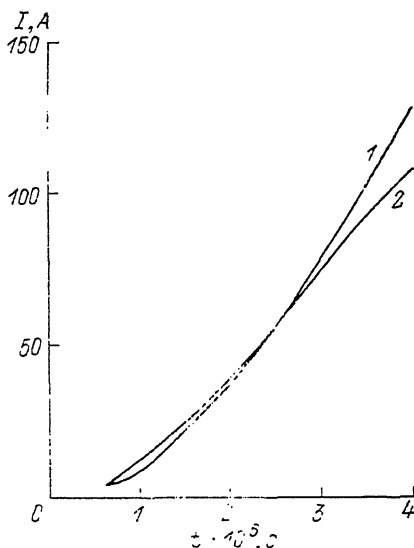


Рис. 5. Расчетная (1) и экспериментальная (2) зависимости тока в шнуре расплава от времени ($E=1.8 \cdot 10^3 \text{ В/см}$).

перемещения границы фазового перехода увеличивается со временем (рис. 4) и при больших длительностях процесса стремится к некоторой постоянной величине, зависящей от поля. При этом, как показывает проверка, зависимость $V_{\max} = f(T)$ линейна. Сравнение значений V_{\max} для цилиндрического случая

со значениями этой же величины в случае плоского слоя расплава, вычисленной по формуле (6), показало их хорошее совпадение (см. таблицу). Это можно было ожидать, исходя из того факта, что энергия к поверхности фазового перехода подводится главным образом из примыкающего к ней слоя расплава шириной $\sqrt{a_h t}$. Когда радиус области жидкой фазы становится много больше длины диффузии тепла, то кривизной границ слоя, наиболее активно участвующего в энергообмене с границей плавления, можно пренебречь и получаемые результаты должны приближаться к результатам, полученным для плоского случая. Действительно, при временах, при которых $V(t) \approx V_{\max}$, радиус расплава больше $\sqrt{a_h t}$.

$E, \text{ В/см}$	V_{\max} по модели, см/с	V_{\max} из численного счета, град/см	$\frac{dT}{dt}$ из адиабатического приближения, град/см	$\frac{dT}{dt}$ из численного счета, град/см
$6.0 \cdot 10^2$	$2.5 \cdot 10^2$	$3.0 \cdot 10^2$	$1.0 \cdot 10^9$	$4.5 \cdot 10^8$
$1.0 \cdot 10^3$	$4.2 \cdot 10^2$	$4.8 \cdot 10^2$	$2.5 \cdot 10^9$	$1.2 \cdot 10^9$
$1.8 \cdot 10^3$	$7.6 \cdot 10^2$	$9.0 \cdot 10^2$	$8.0 \cdot 10^9$	$4.0 \cdot 10^9$

Отметим, что изменение скорости со временем (рис. 4) носит немонотонный характер. Уменьшение скорости происходит при приближении фронта плавления к границе сильнолегированной области и связано с изменением энерговыделения в материале перед фронтом плавления.

Анализ кривых $T(0) = f(t)$, подобных представленной на рис. 2, показал, что даже при выполнении условия (6) и при временах, больших $(\lambda + C_s(T_f - T_0))/q$, нагрев центра шнура еще нельзя считать адиабатическим. Как видно из таблицы, наклон зависимости в диапазоне температур $5 - 10 \cdot 10^3 \text{ К}$ в несколько раз меньше, чем у соответствующей адиабаты. Расчет же при больших временах процесса и, следовательно, больших $T(0)$ не имеет физического смысла, так как есть основания считать, что для кремния значение критической температуры незначительно превосходит 10^4 К [7].

На основании рассчитанных распределений температуры в расплаве и радиуса жидкой фазы могут быть определены электрические характеристики кремниевых приборов на рассматриваемой стадии теплового пробоя. Так, на рис. 5 представлены кривые изменения тока в шнуре расплава со временем. Величина тока определялась по формуле (13)

$$I(t) = E \int_0^{R(t)} \sigma_h(t, x) dx. \quad (13)$$

Видно, что ток в шнуре увеличивается суперлинейно. На этом же рисунке приведены экспериментальные значения тока в различные моменты времени, полученные при исследовании теплового пробоя образцов, представляющих собой в исходном состоянии низкоомные диффузионные резисторы (рис. 6). Резисторы изготавливались с помощью диффузии фосфора в кремниевую подложку p -типа с удельным сопротивлением 10 Ом·см. Глубина и ширина легированного слоя составляли соответственно 6 и 10 мкм, расстояние между контактами 300 мкм. Сопротивление резисторов 20 Ом. Из сравнения расчетных и экспериментальных значений тока следует, что на начальном этапе расширения

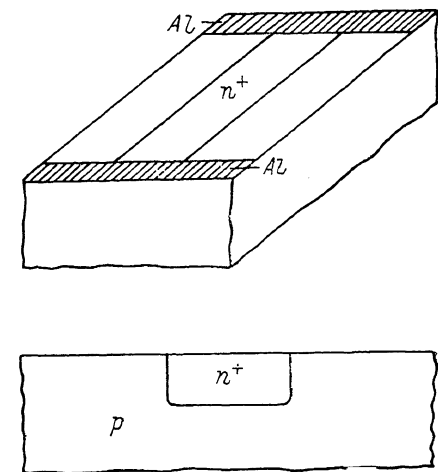


Рис. 6. Схема полупроводниковых резисторов.

расплава наблюдается их достаточное хорошее совпадение. Однако при больших значениях времени в эксперименте в отличие от расчетной кривой имеет место уменьшение скорости нарастания тока.

По нашим предложениям, ограничение тока в реальных структурах связано с тем, что сопротивление образца, начиная с некоторой фазы развития шнура, определяется в значительной степени сопротивлением переходных областей от жидкого кремния к твердому металлу контактных площадок, которое не учитывалось при расчете.

Основные результаты

Исследована стадия теплового пробоя полупроводниковых приборов, на которой происходит увеличение сечения расплава, замыкающего контакты. Рассмотрен наиболее опасный с точки зрения выхода приборов из строя случай, когда напряжение на структуре постоянно, а ток не ограничивается внешней цепью. Показано, что в этом случае сечение расплава монотонно увеличивается со временем, причем скорость движения границы фазового перехода также увеличивается вплоть до достижения некоторого значения, зависящего от напряженности поля и параметров материала. По мере удаления границы плавления от центральных областей расплава скорость нагрева последних увеличивается, приближаясь к значению, соответствующему адиабате.

С помощью ЭВМ для случая цилиндрической симметрии процесса получены распределения температуры в расплаве, значения температуры в центре, скорости границы фазового перехода и радиуса расплава в зависимости от времени. В частности, получено, что в кремнии адиабатический нагрев центра в рассмотренных режимах не достигается вплоть до температур, близких к критической. На основании указанных зависимостей рассчитано изменение тока в шнуре расплава на этапе его расширения. Эксперименты подтвердили применимость полученных расчетных результатов для описания реальных структур.

Список литературы

- [1] Рикетс Л. У., Бриджес Д. Э., Майлетта Д. Электромагнитный импульс и методы защиты. М.: Атомиздат, 1979. 394 с.
- [2] Регель А. Р., Глазов В. М. Физические свойства электронных расплавов. М.: Наука, 1980. 296 с.
- [3] Кардо-Сьюэв А. Ф., Козлов В. А. // ФТП. 1980. Т. 14. Вып. 6. С. 1167—1174.
- [4] Тарасова А. А., Шулекин А. Ф. // ЖТФ. 1985. Т. 55. Вып. 6. С. 1100—1117.
- [5] Wood R. F., Giles G. E. // Phys. Rev. B. 1981. Vol. 23. N 6. С. 2923—2942.
- [6] Плешанов А. С. // Журн. прикл. мат. и мат. физики. 1988. Вып. 5. С. 28—32.
- [7] Фортос В. Е., Дремин А. Н., Леонтьев А. А. // ТВТ. 1975. Т. 13. № 5. С. 1072—1080.

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

Поступило в Редакцию
13 июня 1990 г.