

УДК 539.21

© 1991

ДИОДНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЛОЯХ, ОБОГАЩЕННЫХ НОСИТЕЛЯМИ

Э. Л. Нагаев, А. И. Подельщиков

Построена ВАХ системы, состоящей из двух металлических пленок с разными работами выхода, разделенных изолирующей прослойкой. Носители тока появляются в ней за счет контактного легирования. Такая система моделирует островковую металлическую пленку с градиентом размеров частиц, нанесенную на изолирующую подложку. Показано, что эта ВАХ существенно нелинейна, причем степень нелинейности возрастает с ростом разности энергий Ферми металлических пленок. В отличие от обычных диодов металл—полупроводник в рассматриваемой системе металл увеличивает концентрацию электронов в приконтактной области полупроводника.

Экспериментальные данные, приведенные в [1], свидетельствуют о наличии диодных свойств у островковых металлических пленок с градиентом размеров островков. В частности, в [1] получена вольт-амперная характеристика (ВАХ) для островковой пленки золота на подложке NaCl с размерами островков, монотонно изменяющимися (от одного электрода к другому) от нескольких десятков до нескольких сотен ангстрем. В диапазоне напряжений ± 0.1 В коэффициент выпрямления такой системы при температуре 300 K достигает по порядку величины 10, причем прямое направление тока — от крупных островков к мелким.

Согласно теоретическим представлениям, развитым в [1], такие выпрямляющие свойства обусловлены существенной размерной зависимостью энергии Ферми μ малых металлических частиц. В ансамбле частиц, отличающихся друг от друга размерами, происходит обусловленное этой зависимостью взаимное заряджение частиц: в условиях термодинамического равновесия электрохимические потенциалы частиц должны совпадать друг с другом, и для обеспечения этого электроны должны перейти с одних частиц на другие через окружающую их среду. Если осадить на диэлектрическую подложку диспергированную металлическую пленку, в которой размер островков монотонно изменяется от одного электрода к другому, то потенциальный рельеф пленки, вызванный взаимным заряджением островков, будет также иметь монотонный характер. Этот исходный потенциальный рельеф пленки складывается (или вычитается) с прикладываемым к ней напряжением в зависимости от его полярности, обеспечивая асимметрию проводимости пленки.

Необходимо, однако, подчеркнуть, что самого по себе различия в энергиях Ферми у частиц различных размеров недостаточно для объяснения выпрямляющих свойств островковых пленок с градиентом размеров частиц: как известно, непосредственный контакт между двумя металлами с различными энергиями Ферми ведет себя как омическое сопротивление. Принципиально важно, что в рассматриваемом случае частицы с различными работами выхода контактируют друг с другом через полупроводник, роль которого играет подложка. При этом в процессе взаимного заряджения металлические частицы также легируют электронами и окружающую их полупроводниковую среду. Хорошо известно, что контакт металла с полупроводником обладает выпрямляющими свойствами, если приконтактный слой полупроводника обеднен носителями. В данном случае ситуация,

но-видимому, совершенно иная: из-за контактного легирования металл, наоборот, увеличивает концентрацию электронов в приконтактной области полупроводника.

В настоящей статье ставится цель дать количественную теорию диодных эффектов в системах с контактным легированием полупроводников. Для простоты обсудим систему, состоящую из двух металлических частиц. Запорный слой здесь находится между двумя приконтактными слоями полупроводника. Если бы обе металлические частицы были одинаковые, то этот слой был бы расположен относительно них совершенно симметрично и имел бы симметричную форму. Ясно, что такой слой не может вызвать асимметрию ВАХ. Но если частицы различны, то запорный слой асимметричен, а потому и ВАХ перестает быть симметричной. Таким образом, здесь идет речь о новом механизме выпрямления по сравнению с уже известными.

Если система состоит из ансамбля частиц с монотонно меняющимися размерами, то, очевидно, его можно рассматривать как систему последовательно соединенных ячеек металл—полупроводник—металл с одинаковым запорным направлением, и поэтому изложенные выше качественные соображения относятся и к такой системе.

Дадим математическое описание проводимости системы металл—полупроводник—другой металл. Для простоты оба куска металла и полупроводник между ними будут считаться плоскопараллельными пластинами, что дает возможность рассматривать систему как одномерную.

Предварительно следует найти распределение электростатического потенциала φ_0 в отсутствие тока. В этом случае должно выполняться условие постоянства электрохимического потенциала

$$\mu_1 - e\varphi_0(-\infty) = T \ln \frac{n(x)}{n_s} - e\varphi_0(x) = \mu_2 - e\varphi_0(\infty) = 0, \quad (1)$$

где μ_1 и μ_2 — энергии Ферми металлов 1 и 2; $e > 0$ — абсолютная величина заряда электрона; T — температура; $n(x)$ — концентрация электронов внутри полупроводника; n_s — константа размерности концентрации, характеризующая данную ячейку.

Согласно (1), внутри полупроводника потенциал φ_0 находится из уравнения Пуассона

$$\frac{d^2}{dx^2} \varphi_0 = \frac{4\pi en_s}{\epsilon} \exp\left(\frac{e\varphi_0}{T}\right), \quad (2)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Уравнение (2) предполагает, что собственная концентрация носителей в полупроводнике мала по сравнению с появившейся из-за контактного легирования металлом.

Уравнение (2) допускает интегрирование в явном виде

$$\varphi_0(x) = \frac{T}{e} \left[\ln(r^2/R^2) + \ln \cos^{-2}\left(\frac{x-x_0}{R}\right) \right],$$

$$r^2 = \epsilon T / 2\pi e^2 n_s. \quad (3)$$

Константы интегрирования R и x_0 являются характеристиками данной ячейки и могут быть определены из условия непрерывности потенциала и его производной на границах $x = \pm l$ полупроводника. Из (3) и (1) получается выражение для концентрации электронов внутри полупроводника

$$n(x) = n_s \exp\left(\frac{e\varphi_0}{T}\right) = \frac{\epsilon T}{2\pi e^2 R^2} \cos^{-2}\left(\frac{x-x_0}{R}\right). \quad (4)$$

Очевидно, что асимметричность распределения потенциала и заряда в полупроводнике (отличие от нуля x_0 в (3) и (4)) может возникнуть только как следствие неодинаковости обкладывающих полупроводник металлов (в частности, различия их энергий Ферми).

Перейдем к протеканию тока. Последней задается выражением

$$j = u [e(n + \nu)(F + f) - Td(n + \nu)/dx], \quad (5)$$

где u — подвижность электронов; $F = -d\varphi_0/dx$; f — поле, создающее ток; $\nu(x)$ — изменение концентрации носителей по сравнению с ее равновесным значением n при протекании тока. С учетом того что f и ν связаны уравнением Пуассона, принимая во внимание (3), (4) и связь между F и dn/dx в условиях равновесия, из (5) получаем

$$j = -\frac{ueT}{4\pi e} \left[f'' + \frac{e}{T} ff' - \frac{2}{R} \operatorname{tg} \left(\frac{x - x_0}{R} \right) f' - \frac{2}{R^2} \cos^{-2} \left(\frac{x - x_0}{R} \right) f \right]. \quad (6)$$

Граничные условия к дифференциальному уравнению (6) [даются равенствами $\nu(\pm l) = 0$ [2] или с учетом уравнения Пуассона

$$f'(\pm l) = 0. \quad (7)$$

Качественные соображения показывают, что из-за нелинейности уравнения (6) при $x_0 \neq 0$ ВАХ ячейки металл—полупроводник—другой металл несимметрична относительно [направления тока: отношение тока j , определяемого (6) и (7), к приложенному напряжению

$$V = \int_{-l}^l f(x) dx \quad (8)$$

зависит не только от модуля, но и от знака V (или j). Исследуем асимметричность ВАХ количественно.

1. Общие свойства ВАХ

Перейдем прежде всего к безразмерным переменным

$$\begin{aligned} x/R &\rightarrow x, \quad x_0/R \rightarrow x_0, \quad l/R \rightarrow l, \\ feR/2T &\rightarrow f, \quad Ve/2T \rightarrow V, \quad 2\pi e^2 R^3 j/ueT^2 \rightarrow j. \end{aligned} \quad (9)$$

Во всех последующих формулах фигурируют только безразмерные величины (9). Так, в безразмерных переменных связь между током и полем, согласно (6) и (7), имеет вид

$$f'' + 2ff' - 2 \operatorname{tg}(x - x_0) f' - 2 \cos^2(x - x_0) f + j = 0, \quad (10)$$

$$f'(\pm l) = 0, \quad (11)$$

а соотношение между безразмерными напряжением, полем и координатами по-прежнему дается (8), записанным в обезразмеренном виде.

Обоснуем важное свойство ВАХ: если зависимость между j и V при заданном x_0 дается функцией $V = F(j; x_0)$, то F обладает следующим свойством:

$$F(-j; -x_0) = -F(j; x_0). \quad (12)$$

Действительно, если $f_1(x)$ является решением задачи (10), (11) при данных $j = j_1$ и $x_0 = x_1$, то непосредственной подстановкой легко показать, что $f_2(x) = -f_1(-x)$ является решением (10), (11) при $j = -j_1$ и $x_0 = -x_1$. При этом напряжения (8), соответствующие этим двум наборам значений j и x_0 , отличаются знаком

$$V_2 = \int_{-l}^l f_2(x) dx = - \int_{-l}^l f_1(-x) dx = - \int_{-l}^l f_1(x) dx = -V_1,$$

что и доказывает (12).

Из (12) непосредственно следует, что действительно при $x_0=0$ асимметрии ВАХ исчезает: в этом случае напряжение является нечетной функцией тока, а их отношение — четной функцией тока (или напряжения).

Кроме того, соотношение (12) позволяет ограничиться исследованием ВАХ в области положительных V и j (первая четверть плоскости (V, j)). Ветвь ВАХ, соответствующая отрицательным V и j при данном $x_0=a$, может быть получена путем отражения относительно точки $(V=0, j=0)$ из первой четверти ветви ВАХ, соответствующей $x_0=-a$.

2. Переход к линейному уравнению

Перейдем в уравнении (10) к новой переменной $g(x)$

$$g(x) = f(x) - \operatorname{tg}(x - x_0). \quad (13)$$

Как нетрудно установить из (3), величина $g(x)$ является полным безразмерным электрическим полем внутри полупроводника (поле, вызывающее ток, сложенное со встроенным полем).

Подстановка (13) в (10) приводит к следующим уравнениям для g :

$$g'' + (g^2)' + j = 0, \quad (14)$$

$$g'(-l) = -\cos^{-2}(l + x_0), \quad g'(l) = -\cos^{-2}(l - x_0). \quad (15)$$

Легко видеть, что комбинация, в которой $g(x)$ входит в уравнение (14), является полным дифференциалом. Проинтегрируем (14), выразив неизвестную константу интегрирования через неизвестное же значение $g(x)$ в точке $x=-l$. С учетом (15) имеем

$$g' + g^2 + j(x+l) - \alpha^2 + \cos^{-2}(l+x_0) = 0, \quad (16)$$

$$\alpha = g(-l). \quad (17)$$

Уравнение (16) относится к классу уравнений Рикатти, которые, как известно, всегда допускают переход к линейному уравнению второго порядка. А именно введем функцию

$$\psi(x) = \exp \left[\int_{-l}^x g(\tau) d\tau \right]. \quad (18)$$

Легко видеть, что

$$g(x) = \psi'(x)/\psi(x), \quad (19)$$

$$g' = \psi''/\psi - \psi'^2/\psi^2 = \psi''/\psi - g^2. \quad (20)$$

Подстановка (20) в (16) дает для $\psi(x)$ линейное уравнение, аналогичное одномерному уравнению Шредингера для заряда в однородном электрическом поле

$$\psi'' + [j(x+l) - \alpha^2 + \cos^{-2}(l+x_0)]\psi = 0. \quad (21)$$

Из (17)–(19) следует, что на левой границе ψ удовлетворяет следующим условиям:

$$\psi(-l) = 1, \quad \psi'(-l) = \alpha. \quad (22)$$

Из (15) и (19)–(21) следует, что на правой границе ψ удовлетворяет следующему условию, которое позволяет самосогласованным образом определить неизвестную константу α :

$$[(\psi'/\psi)_l]^2 = \alpha^2 - 2jl - \cos^{-2}(l+x_0) + \cos^{-2}(l-x_0). \quad (23)$$

Дополнительное требование к $\psi(x)$ состоит в отсутствии узлов на отрезке $[-l, l]$. Оно вытекает из требования конечности полного поля $g(x)$ (19).

Из (8), (13) и (18) вытекает связь между значением ψ на правой границе $x=l$ и напряжением V

$$V = \ln [\psi(l) \cos(l + x_0) / \cos(l - x_0)]. \quad (24)$$

Таким образом, проблему расчета ВАХ ячейки металл—полупроводник—другой металл можно свести к решению следующей самосогласованной задачи: при заданном j необходимо найти такое α , что решение уравнения (21) с начальными условиями (22) не имело бы нулей на $[-l, l]$ и удовлетворяло бы при $x=l$ условию (23); подстановкой в (24) граничного значения $\psi(l)$ этого решения определяется напряжение V , соответствующее току j .

3. Начальный участок ВАХ

При малых j описанная самосогласованная задача может быть решена методом последовательных приближений с получением выражения для V в виде ряда по степеням j . Определим первый член этого ряда.

Умножим уравнение (21) на $2\psi'(x)$ и проинтегрируем от $-l$ до l . Используя интегрирование по частям, получаем

$$\{\psi'^2 + [j(x+l) - \alpha^2 + \cos^2(l+x_0)]\psi^2\} \Big|_{-l}^l - j \int_{-l}^l \psi^2(x) dx = 0. \quad (25)$$

Подставляя (22) и (23) в (25) и выражая $\psi(l)$ через V , согласно (24), получаем

$$j \int_{-l}^l \psi^2(x) dx = [\exp(2V) - 1] \cos^{-2}(l+x_0). \quad (26)$$

Из (26) легко видеть, что, для того чтобы вычислить линейный по j член в разложении V , достаточно знать $\psi(x)$ при $j=0$. При $j=0$ поле f , вызывающее ток, очевидно, тождественно равно нулю. Поэтому из (13) и (18) следует, что в этом случае $\psi = \cos(x-x_0) / \cos(l+x_0)$. Подставляя это выражение в (26), получаем

$$V = j \left(\frac{l}{2} + \frac{1}{4} \sin 2l \cos 2x_0 \right) + O(j^2). \quad (27)$$

Выражение (27) определяет наклон ВАХ в начале координат.

4. Дальняя асимптотика ВАХ

Рассмотрим сначала область положительных V и j . Общее решение уравнения (21) выражается через специальные функции: при $j > 0$, согласно [3], можно написать

$$\begin{aligned} \psi(x) &= C_1 \text{Ai}(y) + C_2 \text{Bi}(y), \\ y(x) &= -j^{1/3} \{x+l - j^{-1}[\alpha^2 - \cos^2(l+x_0)]\}, \end{aligned} \quad (28)$$

Ai и Bi — функции Эйри, а C_1 и C_2 — коэффициенты, которые определяются из (22)

$$\begin{aligned} C_1 &= \pi [\text{Bi}'(\eta) + \alpha j^{-1/3} \text{Bi}(\eta)], \\ C_2 &= -\pi [\text{Ai}'(\eta) + \alpha j^{-1/3} \text{Ai}(\eta)], \end{aligned} \quad (29)$$

где введено обозначение

$$\eta = y(-l) = j^{-1/3} [\alpha^2 - \cos^2(l+x_0)]. \quad (30)$$

При выводе (29) учтено следующее свойство функций Эйри:

$$\text{Ai}(y) \text{Bi}'(y) - \text{Ai}'(y) \text{Bi}(y) = \pi^{-1}$$

для любого y .

Таким образом, выражения (28) и (29) полностью определяют $\psi(x)$ при известном α . Подстановка этой функции в (23) при условии $\psi(x) \neq 0$ и дает самосогласованное уравнение для α . Прежде чем решать его в пределе больших напряжений, сделаем предположение относительно поведения j и α при $V \rightarrow \infty$

$$j \rightarrow \infty, \alpha = O(j). \quad (31)$$

Предположение (31) подтвердится ниже полученными на его основе результатами.

При изменении x от $-l$ до l аргумент y функций Эйри в (28) изменяется от значения η (30) до величины

$$\theta = y(l) = j^{-2/3} [\alpha^2 - \cos^2(l + x_0) - 2jl] = \eta - 2j^{1/3}l. \quad (32)$$

Легко видеть, что в предположении (31) величины η (30) и θ (32) расходятся как $j^{1/3}$

$$\eta, \theta = O(j^{1/3}). \quad (33)$$

Поэтому в интересующей нас области изменения аргумента функций Эйри можно использовать для них асимптотическое разложение при больших аргументах

$$\begin{aligned} \text{Ai}(y) &= \frac{1}{2} \pi^{-1/2} y^{-1/4} \exp(-\xi) \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k c_k \xi^{-k}, \\ \text{Bi}(y) &= \pi^{-1/2} y^{-1/4} \exp(\xi) \sum_{k=0}^{\infty} c_k \xi^{-k}, \quad \xi = \frac{2}{3} y^{3/2}, \end{aligned} \quad (34)$$

где c_k — известные числа (см. [3]).

Используя (34) с учетом (31) и (33), нетрудно показать, что ψ и ψ' положительны всюду на отрезке $[-l, l]$. Таким образом, предположение (31) обеспечивает необходимое для $\psi(x)$ условие отсутствия нулей.

Рассмотрим значения $\psi(x)$ и $\psi'(x)$ на правой границе

$$\begin{aligned} \psi(l) &= C_1 \text{Ai}(\theta) + C_2 \text{Bi}(\theta), \\ \psi'(l) &= -j^{1/3} [C_1 \text{Ai}'(\theta) + C_2 \text{Bi}'(\theta)]. \end{aligned} \quad (35)$$

Покажем, что в обоих равенствах (35) вторые члены (пропорциональные C_2) экспоненциально малы по сравнению с первыми. Действительно, в отношениях первых членов в (35) ко вторым, согласно (29) и (34), определяющим является экспоненциальный множитель $\exp[4(\eta^{3/2} - \theta^{3/2})/3]$. Для аргумента экспоненты, используя (32) и (33), можно написать

$$\frac{4}{3} (\eta^{3/2} - \theta^{3/2}) = \frac{4}{3} \eta^{3/2} \left[1 - \left(1 - \frac{2j^{1/3}l}{\eta} \right)^{3/2} \right] = O(\eta^{-1/2} j^{1/3}) = O(j).$$

Поэтому с экспоненциальной точностью справедливы равенства

$$\begin{aligned} \psi(l) &= C_1 \text{Ai}(\theta), \\ (\psi'/\psi)_l &= -j^{1/3} \text{Ai}'(\theta)/\text{Ai}(\theta). \end{aligned} \quad (36)$$

Подстановка второго уравнения (36) в (23) дает следующее самосогласованное уравнение для α :

$$-j^{1/3} \text{Ai}'(\theta)/\text{Ai}(\theta) = [\alpha^2 - 2jl - \cos^2(l + x_0) + \cos^2(l - x_0)]^{1/2}. \quad (37)$$

Знак перед корнем в (37) выбран с учетом положительности $\psi(x)$ и $\psi'(x)$ всюду на $[-l, l]$. Оказывается удобным искать не α , а θ . Поэтому переищем (37) с учетом (32) в следующем виде:

$$-Ai'(\theta)/\theta^{1/2} Ai(\theta) = [1 + \theta^{-1} j^{-2/3} \cos^{-2}(l - x_0)]^{1/2}. \quad (38)$$

При больших значениях θ для левой части (38) можно написать разложение, получающееся из (34)

$$-Ai'(\theta)/\theta^{1/2} Ai(\theta) = 1 + \frac{1}{4} \theta^{-3/2} - \frac{5}{32} \theta^{-3} + \frac{15}{64} \theta^{-9/2} + \dots \quad (39)$$

Приравнивая друг другу члены одного порядка, из (38) и (39) получаем выражение для θ в виде разложения по степеням j

$$\theta = \frac{1}{4} j^{1/3} \cos^4(l - x_0) [1 - 8j^{-2} \cos^{-6}(l - x_0) + O(j^{-4})]. \quad (40)$$

Уравнение (40) позволяет определить напряжение, соответствующее току j . Действительно, подставляя (40) в первые уравнения (36) и (29) с учетом (30), (32) и (34), получаем

$$\begin{aligned} \psi(l) = \exp \left\{ jl \cos^2(l - x_0) + 2l^2 \cos^{-2}(l - x_0) - \right. \\ \left. - j^{-1} \left[4l \cos^{-4}(l - x_0) + \frac{8}{3} l^3 \cos^{-6}(l - x_0) \right] \right\} \times \\ \times [1 + 8j^{-1} l \cos^{-4}(l - x_0)]^{1/4} [1 + O(j^{-2})]. \end{aligned} \quad (41)$$

И наконец, подставляя (41) в (24), получаем выражение для напряжения V , соответствующего току j

$$\begin{aligned} V = jl \cos^2(l - x_0) + \left[2l^2 \cos^{-2}(l - x_0) + \ln \frac{\cos(l + x_0)}{\cos(l - x_0)} \right] - \\ - j^{-1} \left[2l \cos^{-4}(l - x_0) + \frac{8}{3} l^3 \cos^{-6}(l - x_0) \right] + O(j^{-2}), \quad j \gg 1. \end{aligned} \quad (42)$$

Выражение (42) представляет собой искомую асимптотику ВАХ при больших напряжениях. Как видно из (42), в этой области V и j — величины одного порядка. Из (32) и (40) следует также, что величина α пропорциональна j . Таким образом, исходя из предположения (31), мы получили результаты, согласующиеся с этим предположением, что и доказывает его правильность.

Дальнюю асимптотику ВАХ в области отрицательных напряжений и токов можно получить из (42), если использовать (12)

$$\begin{aligned} V = jl \cos^2(l + x_0) - \left[2l^2 \cos^{-2}(l + x_0) + \ln \frac{\cos(l - x_0)}{\cos(l + x_0)} \right] - \\ - j^{-1} \left[2l \cos^{-4}(l + x_0) + \frac{8}{3} l^3 \cos^{-6}(l + x_0) \right] + O(j^{-2}), \quad j \ll -1. \end{aligned} \quad (43)$$

Из (42) и (43) следует, что направление оси X является направлением прямого тока при $x_0 < 0$. Поэтому, исходя из (3) и (4), можно заключить, что в ячейке металл—полупроводник—другой металл прямой ток течет от того края полупроводника, возле которого в отсутствие тока меньше концентрация электронов и электростатический потенциал (но больше потенциальная энергия электронов).

Из (42) и (43) следует также, что коэффициент выпрямления K рассматриваемой системы при больших напряжениях равен

$$K = \cos^2(l + x_0)/\cos^2(l - x_0), \quad x_0 < 0. \quad (44)$$

Этот коэффициент может быть выражен через напряжение U между краями полупроводника в отсутствие тока: сравнивая (44) с (3), получаем

$$K = \exp(eU/T). \quad (45)$$

Поскольку концентрация носителей тока в металлах мало меняется в результате контакта этих металлов с полупроводником, величина eU , согласно (1), с хорошей точностью равна разности энергий Ферми металлических обкладок полупроводника. Поэтому можно написать

$$K \simeq \exp [(\mu_2 - \mu_1)/T], \quad (46)$$

где μ_1 и μ_2 — энергии Ферми левого и правого металлов соответственно. При $\mu_2 - \mu_1 = 0.1$ эВ $T=300$ К коэффициент выпрямления (46) равен $K \simeq 10$.

На рисунке приведен ВАХ, полученная путем экстраполяции асимптотик (43), (27) и (42) для значений параметров $l=1$, $x_0 = -0.3$ (коэффициент выпрямления (44) при этом равен $K=8.2$).

Расчетная вольт-амперная характеристика ячейки металл—полупроводник—другой металл.

Сплошные линии соответствуют асимптотикам, а штриховые экстраполяции. Форма расчетной ВАХ на рисунке полностью аналогична форме ВАХ, полученной экспериментально в [1].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Борзяк П. Г., Горбань С. А., Григорьева Л. К., Нагаев Э. Л., Непийко С. А., Чижик С. П. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 2. С. 623.
- [2] Губанов А. И. Теория выпрямляющего действия полупроводников. М.: Гостехтеоретиздат, 1956.
- [3] Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979.

Научно-производственное объединение
«Квант»
Москва

Поступило в Редакцию
28 мая 1991 г.