

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО КРЕМНИЕВОГО *p-i-n*-ДИОДА

А. В. Каримов, А. А. Каримов, А. З. Рахматов, К. Т. Дадаматова

Физико-технический институт НПО «Физика—Солнце»,

Ташкент

Поступила в редакцию 23. 01. 2014

Рассмотрены тепловые процессы в высокочастотном диоде, позволяющие определить динамику изменения температуры в каждой части диода в зависимости от длительности воздействующего импульса, а также прогнозировать максимальную рабочую температуру. Полученные результаты представляют интерес для оптимизации электрических характеристик и материалов конструкции силовых диодов.

Ключевые слова: температура, тепловое сопротивление, длительность импульса, тепловая модель, электрическая схема.

МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛОВИХ ПРОЦЕСІВ ВИСОКОЧАСТОТНОГО КРЕМНІЄВОГО *p-i-n*-ДІОДА

А. В. Карімов, А. А. Карімов, А. З. Рахматов, К. Т. Дадаматова

Розглянуто теплові процеси у високочастотному діоді, що дозволяють визначити динаміку змінювання температури у кожній частині діода в залежності від тривалості дії імпульсу, а також прогнозувати максимальну робочу температуру. Отримані результати становлять інтерес для оптимізації електричних характеристик і матеріалів конструкції силових діодів.

Ключові слова: температура, тепловий опір, тривалість імпульсу, тепла модель, електрична схема.

MODELING OF THERMAL PROCESSES HIGH-FREQUENCY SILICON *p-i-n*-DIODE

A. V. Karimov, A. A. Karimov, A. Z. Rakhmatov, K. T. Dadamatova

Thermal processes are considered in the high speed diode, allowing to define the dynamics of temperature changes in each part of the diode as a function of acting pulse duration, as well as to predict the maximum operating temperature. The results are of interest to optimize the electrical characteristics and the materials of construction of power diodes.

Keywords: temperature, heat resistance, pulse, the thermal model, circuitry.

Надежная работа полупроводниковых приборов определяется допустимой предельной температурой и выдерживаемой мощностью. В ряде работ вместо измерения температуры ограничиваются теоретическими расчетами допустимых температур, которые превосходят реальные допустимые температуры.

Например, в работе [1] граничная температура перегрева для лавинного диода по расчетным данным составляет 350 °С или реальная величина в *p-i-n*-диоде равна 46 °С [2]. В других работах [3, 4] показана взаимосвязь между выдерживаемой мощностью и длительностью импульса. В настоящей работе приведены, коррелирующие с реальными

температурными условиями, результаты расчета допустимой температуры в зависимости от длительности импульсной мощности СВЧ кремниевого *p-i-n*-диода.

Как было отмечено в работе [5], в полупроводниковом слое благодаря сильной связи между атомами тепловое возбуждение, возникшее в каком-либо месте решетки, передается от атома к атому в виде упругой волны, приводя их в коллективное движение, подобное распространению звуковых волн в твердом теле.

Фононный спектр коротких импульсов содержит более высокочастотные гармонические составляющие, распространяющиеся с большой скоростью в базе диода.

Этот эффект частично компенсирует скачок температуры на границе обедненной области p - n -перехода, который возникает при воздействии мгновенного источника тепла. При этом для расчета можно использовать однозвенную тепловую схему замещения, как приведено на рис. 1.

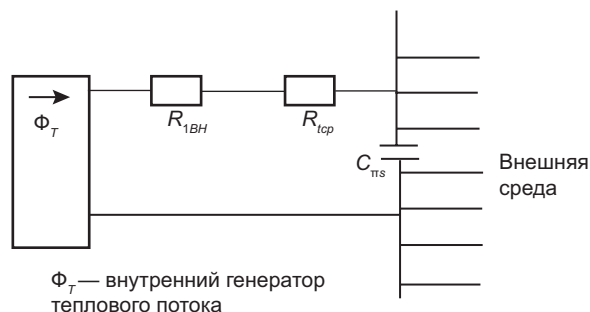


Рис.1. Однозвенная тепловая схема замещения

В данной модели:

$$T_M = T_{cp} + P_v(R_{1BH} + R_{1CP}), \quad (1)$$

$$R_{1BH} + R_{1CP} = \frac{T_M - T_{CP}}{P_v}, \quad (2)$$

где T_M — максимальная температура; T_{cp} — внешняя температура; P_v — подводимая мощность; R_{1BH} — внутреннее тепловое сопротивление; R_{1CP} — внешнее тепловое сопротивление. Для случая независимости тепловых сопротивлений R_{1BH} и R_{1CP} от подводимой мощности и разности температур имеем:

$$R_{1BH} = R_{11} + R_{12} + R_{13} + R_{14} + R_{15}. \quad (3)$$

Для внешнего теплового сопротивления R_{1CP} это условие не выполняется, поскольку излучение и конвекция — процессы нелинейные и существенно зависят от температуры.

Эквивалентная электрическая схема тепловой модели высокочастотного диода, полученная на основе измерений параметров прибора, приведена на рис. 2. Основная схема замещения тепловой модели ограничительного диода (рис. 2) представляет собой последовательную интегрирующую RC-схему. Приведенные тепловые сопротивления всех слоев конструкции рассчитаны в соответствии с формулами для обедненной области:

$$T(x) = T_M - \frac{x^2 P_v}{2WA\lambda}, \quad (4)$$

при условии, что $W \ll D$ и $T(D/2) = T_G$, уравнение будет иметь вид:

$$T(x) = T_M - \frac{|x| P_v}{2\lambda A} + \frac{P_v W}{8AD\lambda}, \quad (5)$$

— для области переноса:

$$T_M = P_v R_t + T_G, \quad (6)$$

где

$$R_t = \frac{D}{4A\lambda} = \frac{T_W - T_G}{P_v}, \quad (7)$$

для статической модели. Тепловые емкости, рассчитаны по формуле:

$$C_n = \rho_n c_v N A, \quad (8)$$

где ρ_n — плотность материала; c_v — удельная теплоемкость; N — толщина слоя; A — площадь слоя.

Для обедненной области диода рассчитаны два значения теплового сопротивления:

— динамическое $R_{TW} = \frac{R_0 q_W}{4C_{TW} U_B}$ и

— статическое $R'_{i0} = \frac{W}{8\lambda_{Si} A}$.

При этом учтено, что на каждую схему работает только половина обедненной области. Тепловые сопротивления в град/вт соответствуют электрическим сопротивлениям в Ом. Тепловые емкости слоев в Дж/°C соответствуют электрическим емкостям в фарадах.

Задавая максимальную температуру T_W на границе обедненной области диода, и, используя уравнения для анализируемой конструкции с полученными коэффициентами, можно рассчитать тепловое поле и тепловые потоки в слоях при любой длительности единичного импульса воздействия $\tau_u > 1$ мкс.

Оценивая конструкцию высокочастотного диода с точки зрения оптимизации теплопередачи, целесообразно использовать решения волнового уравнения распространения электрической волны в кабеле [6]:

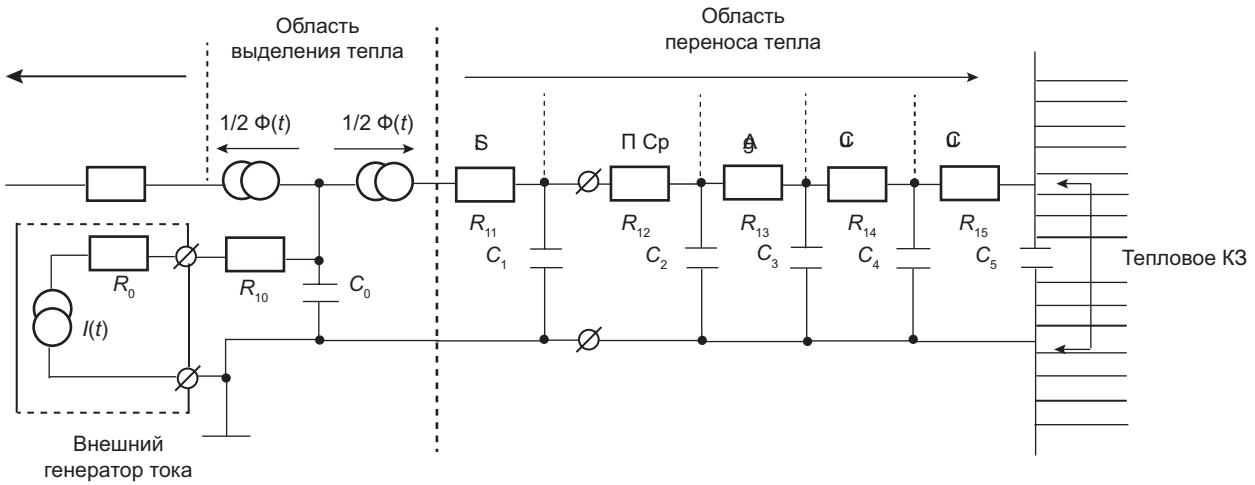
$$\Delta U(x, t) = U_0 \left(1 - \operatorname{erf} \frac{x\sqrt{r'c'}}{2\sqrt{t}} \right), \quad (9)$$

$$I(x, t) = \sqrt{\frac{c'}{r'}} \frac{I_0}{\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{RCx^2}{4t}}. \quad (10)$$

Для теплового процесса эти решения представляются эквивалентными выражениями:

$$T(x, t) - T_H = T_M \left(1 - \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{at}} \right), \quad (11)$$

от длительности процесса воздействия t , коэффициента температуропроводности a , координаты x или размера системы l . Но существенное значение имеет не каждая из этих величин в отдельности, а вполне определен-



$$R_{11} = \frac{D_1}{4\lambda_{Si}A}; \quad R_{12} = \frac{D_2}{4\lambda_{ПСр}A}; \quad R_{13} = \frac{D_3}{4\lambda_{Ag}A}; \quad R_{14} = \frac{D_4}{4\lambda_{Cu}A}; \quad R_{15} = \frac{D_5}{4\lambda_{Cu}A}$$

Рис. 2. Эквивалентная электрическая схема тепловой модели высокочастотного диода

$$T(x, t) - T_H = \frac{2\Phi(0)}{\lambda} \sqrt{at} \operatorname{ierfc} \frac{x}{2\sqrt{at}}, \quad (12)$$

$$\Phi(x, t) = \frac{\lambda\Phi(0)}{\sqrt{\pi at}} e^{-\frac{x^2}{4at}}, \quad (13)$$

где, $a = \frac{\lambda}{\rho c_v}$ $t = \tau_u$ с амплитудой теплового потока $\Phi(0)$ для изотропной среды, роль которой в данном случае выполняет кристалл кремния, увеличенный по толщине до размеров всей конструкции. Кристалл кремния не является изотропным телом, но, так как все решения задачи одномерные, можно выбрать те значения теплопроводности и температуропроводности анизотропного тела, которые совпадают с направлением распространения тепла ($\lambda_{Si} = \lambda \perp$).

Прежде чем сравнивать процессы распространения тепла в изотропной среде и послойной конструкции исследуемого диода необходимо уточнить, что вообще можно сравнивать в этих случаях. Распределение температуры в конкретной системе зависит

от длительности процесса воздействия t , коэффициента температуропроводности a , координаты x или размера системы l . Но существенное значение имеет не каждая из этих величин в отдельности, а вполне определен-

$$F_{0x} = \frac{at}{x^2}. \quad (14)$$

Число Фурье имеет смысл обобщенного времени и характеризует гомохронность (однородность) по времени. Если для двух систем отношение x^2/a имеет одно и тоже значение, то гомохронность переходит в синхронность. Для полной эквивалентной схемы замещения таким параметром является отношение t/τ , действительно:

$$F_{0x} = \frac{at}{x^2} = \frac{\lambda t}{c_v \rho x^2} = \frac{t}{c' r x^2} = \frac{t}{R_1 C_1} = \frac{t}{\tau}, \quad (15)$$

t/τ — обобщенное время. Координатой x в нашем случае служит расстояние от границы обедненной области до соответствующей границы рассматриваемого слоя, то есть до точек подключения соответствующего звена схемы замещения. В теории обобщенных

переменных [7] различают безразмерные величины: критерии подобия и безразмерные относительные переменные. Критерии представляют собой отношение одноименных параметров (параметрические) или разноименных (критерии комплексного типа), например, критерии Био, Фурье, Померанцева:

$$Bi = \frac{\alpha}{\lambda} l; F_{0x} = \frac{at}{l^2}; P_0 = \frac{R^2 p_V}{\lambda(T_c - T_0)}, \quad (16)$$

где α — коэффициент теплообмена. Относительные переменные являются отношением переменной величины к постоянному параметру или к их комбинации, например отношение текущей переменной к одноименному параметру:

$$\frac{x}{l}, \frac{T}{T_0}, \text{ или } \frac{T - T_0}{T_c - T_0} = \Theta. \quad (17)$$

Решение уравнения теплопроводности в таких обозначениях получается в виде функции вида:

$$\frac{T - T_0}{T_c - T_0} = f\left(Bi; \frac{x}{l}; F_{0x}; P_0\right).$$

Таким образом, можно сравнивать решения уравнений, полученные для однозначных критериев подобия равных начальных и краевых условий. Известно несколько решений задач теплопроводности? совпадающих или очень близких по начальным и краевым условиям с настоящей. Например, решение задачи для полуограниченного твердого тела с начальной температурой равной нулю и с поверхностью $x = 0$, остающейся при температуре V_0 [8]. Оно совпадает с решением (10), (11) для электрической волны в кабеле:

$$\begin{aligned} V(x, t) &= V_0 \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{x}{2\sqrt{at}}} e^{-u^2} du \right] = \\ &= V_0 \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{at}}\right) \right] = \\ &= V_0 \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x\sqrt{r'c'}}{2\sqrt{t}}\right) \right] = V_0 \operatorname{erfc}\left(\frac{x\sqrt{r'c'}}{2\sqrt{t}}\right). \end{aligned}$$

С относительной переменной температурой и критерием Фурье выражение можно записать в виде:

$$\Theta = \frac{T(x, t) - T_0}{T_c - T_0} = \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{at}}\right) = \operatorname{erfc}\frac{1}{2\sqrt{F_{0x}}}. \quad (18)$$

Как видно, это решение представляет собой проинтегрированный средой с распределенными параметрами фронт тепловой волны, распространяющейся в изотропной среде без отражений и возмущений, которые могут присутствовать в многослойной конструкции. Второе решение задачи о полуограниченном стержне с изоляцией боковой поверхности, один конец которого нагревается в течение некоторого промежутка времени, а второй конец находится при температуре внешней среды или происходит теплообмен с внешней средой. Для первого случая решение совпадает с уравнением (18), если происходит теплообмен. В этом случае мы имеем стационарный режим работы, соответствующий однозвенной тепловой схеме замещения (рис. 1) с внутренним тепловым сопротивлением $R_{\text{вн}}$, который приводит к распределению температур в изотропной среде [9]:

$$V = V_0 e^{-x\sqrt{\frac{\alpha}{a}}} = V_0 e^{-\frac{x}{l}\sqrt{\alpha}} = V_0 e^{-x\sqrt{r'c'\alpha}}. \quad (19)$$

В критериальной форме:

$$\Theta = \frac{T(x, t) - T}{T_c - T_0} = \exp\left(-\sqrt{Bi} \frac{x}{l}\right). \quad (20)$$

Интерес также представляет решение задачи о «мгновенном плоском источнике», в котором получено распределение температуры в неограниченном твердом теле за исключением области, заключенной между плоскостями $x = \pm 1/2d$ (фактически обедненная область диода), которая в начальный момент находится при температуре равной нулю, а затем за счет подведенного тепла Q принимает температуру V_0 . Если d достаточно мало по сравнению с размерами тела ($d \rightarrow 0$), то распределение температуры в теле за счет «мгновенного источника» будет:

$$V = \frac{V_0 Ab}{2\sqrt{\pi at}} e^{-\frac{x^2}{4at}}, \quad (21)$$

или в критериальной форме:

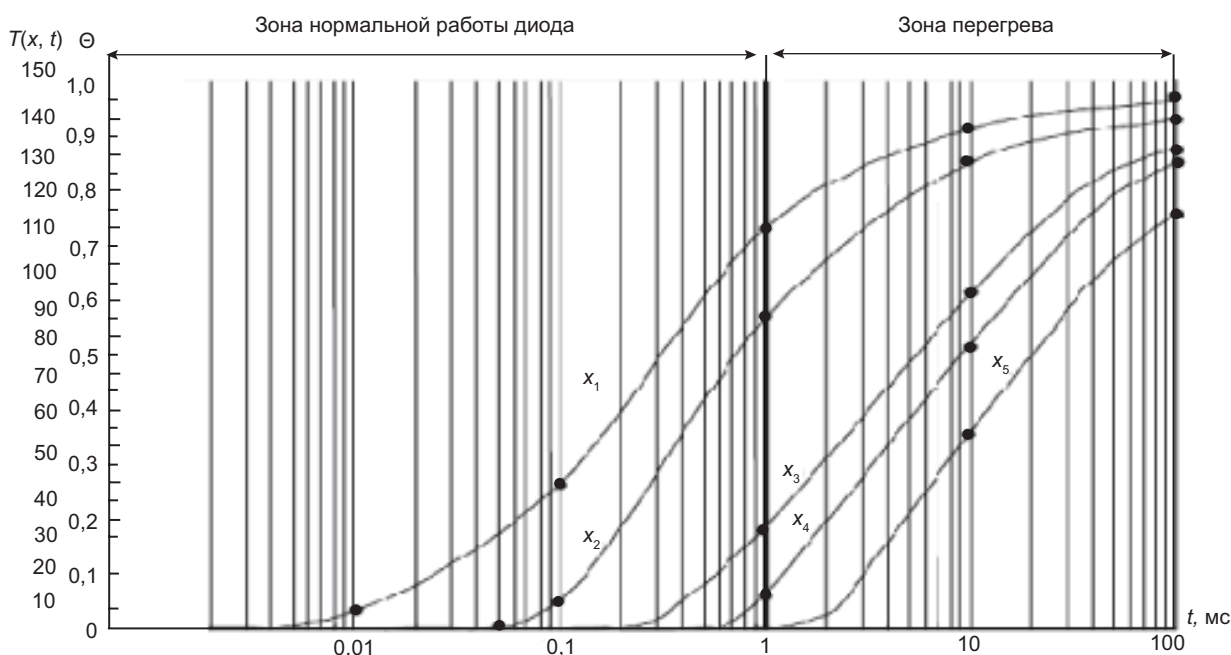
$$\frac{T(x, t) - T_c}{T_0 - T_c} = \frac{AbV_0}{2x\sqrt{\pi F_{0x}}} e^{-\frac{1}{4F_{0x}t}}, \quad (22)$$

где A — площадь кристалла; b — коэффициент, определяемый формой импульса $b = 1$ град/см.

В качестве примера представлен расчет зависимости максимальной температуры в сечении конструкции диода от длительности воздействующего импульса, определяемая

диода получается при длительности импульса $t_u = 1,0$ мс. Зона, лежащая выше графика этой зависимости, соответствует перегреву диода, а зона, лежащая ниже — рабочему режиму. Конструкция диода обеспечивает нормальный тепловой режим, если температура в каждом из слоев не превышает значения оптимального графика в этом сечении.

В стационарном режиме работы распределение температуры в конструкции диода будет зависеть от внешнего теплового сопротивления корпуса диода к радиатору, то есть



- x_1 — переход кремний — припой (Si-PCr)
- x_2 — переход припой — шайба (PCr-Ag)
- x_3 — переход шайба — корпус (Ag-Cu)
- x_4 — переход корпус — радиатор (Cu-Cu)
- x_5 — переход радиатор — среда (Cu-среда)

Рис. 3. Зависимость максимальной температуры в сечении конструкции высокочастотного диода от длительности воздействующего импульса, определяемая решением уравнения (18)

решением уравнения (18). Температура радиатора, с которым соединен торец корпуса диода, при воздействии импульса остается неизменной и равной нулю: $T_c = 0$ (тепловое к. з. на выходе).

Оптимальное распределение температур должно быть таким, чтобы температура поверхности обедненной области диода достигала максимального значения $T_0 = 150$ °C, а температура в сечении корпус — радиатор минимального значения — $T_c = 0$. Такая оптимальная зависимость для этой конструкции

от коэффициента теплообмена с внешней средой. Используя соотношение (19), и задавая коэффициенты теплообмена α таким образом, чтобы температура внешнего радиатора T_c была равна 30 °C, 45 °C, 60 °C или 75 °C можно рассчитать распределение температуры вдоль конструкции диода для изотропной среды в стационарном режиме.

Проведен расчет тепловых процессов в высокочастотном диоде, позволяющий определить динамику изменения температуры в каждой части диода в зависимости от

длительности воздействующего импульса, а также прогнозировать максимальную рабочую температуру. Полученные результаты представляют интерес для оптимизации электрических характеристик и материалов конструкции силовых диодов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев А. Е., Басанец В. В., Болтовец Н. С., Зоренко А. В., Капитанчук Л. М., Кладько В. П., Конакова Р. В., Колесник Н. В., Коростинская Т. В., Крицкая Т. В., Кудрик Я. Я., Кучук А. В., Миленин В. В., Атаубаева А. Б. Влияние перегрева p - n -перехода на деградацию мощных импульсных кремниевых лавинно-пролетных диодов // Физика и техника полупроводников. — Санкт-Петербург, — 2011. — Т. 45, Вып. 2. — С. 256—262.
2. Каримов А. В., Ёдгорова Д. М., Каримов А. А., Абдулхаев О. А., Асанова Г. О. Исследование допустимой импульсной мощности кремниевой ppn -структуры // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. — Одесса. — 2011. — № 6. — С. 43—45.
3. Rakhmatov A. Z., Abdulkhaev O. A., Karimov A. V. and Yodgorova D. M. Features of the Performance of a Transient Voltage Suppressor in the Pulsed Mode // Semiconductors. — 2013. — Vol. 47, No. 3. — P. 387—391.
4. Abdulkhaev O. A., Yodgorova D. M., Karimov A. V., Karimov A. A., Asanova G. O. Investigation of the heat transfer processes under the action of pulse power // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. — 2012. — Vol. 85, No. 4. — P. 851—855.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VII. Теория упругости: Учеб. пособие. — 4-е изд., испр. и доп. — М.: Наука, 1987. — Гл. ред. физ.-мат. лит. — 248 с.
6. Магнус К. Колебания: Введение в исследование колебательных систем. — М.: Мир, 1982. — 304 с.
7. Гухман А. А. Введение в теорию подобия. 2-е изд. — М.: Высшая школа, 1973. — 296 с.
8. Карслоу Г. С., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. — М., 1964. — 488 с.
9. Лыков А. В., Михайлов Ю. А. Теория тепло- и массопереноса. — М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963. — 536 с.

LITERATURA

1. Belyaev A. E., Basanec V. V., Boltovec N. S., Zorenko A. V., Kapitanchuk L. M., Klad'ko V. P., Konakova R. V., Kolesnik N. V., Korostinskaya T. V., Krickaya T. V., Kudrik Ya. Ya., Kuchuk A. V., Milenin V. V., Ataubaeva A. B. Vliyanie peregreva p - n -perehoda na degradaciyu moschnyh impul'snyh kremnievyh lavinno-proletnyh diodov // Fizika i tehnika poluprovodnikov. — Sankt-Peterburg, — 2011. — Vol. 45, Vyp. 2. — P. 256—262.
2. Karimov A. V., Edgorova D. M., Karimov A. A., Abdulkhaev O. A., Asanova G. O. Issledovanie dopustimoy impul'snoj moschnosti kremnievoj ppn-struktury // Tehnologiya i konstruirovaniye v elektronnoy apparature. — Odessa. — 2011. — No. 6. — P. 43—45.
3. Rakhmatov A. Z., Abdulkhaev O. A., Karimov A. V. and Yodgorova D. M. Features of the Performance of a Transient Voltage Suppressor in the Pulsed Mode // Semiconductors. — 2013. — Vol. 47, No. 3. — P. 387—391.
4. Abdulkhaev O. A., Yodgorova D. M., Karimov A. V., Karimov A. A., Asanova G. O. Investigation of the heat transfer processes under the action of pulse power // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. — 2012. — Vol. 85, No. 4. — P. 851—855.
5. Landau L. D., Lifshic E. M. Teoreticheskaya fizika. T. VII. Teoriya uprugosti: Ucheb. posobie. — 4-e izd., ispr. i dop. — M.: Nauka, 1987. — Gl. red. fiz.-mat. lit. — 248 p.
6. Magnus K. Kolebaniya: Vvedenie v issledovanie kolebatel'nyh sistem. — M.: Mir, 1982. — 304 p.
7. Guhman A. A. Vvedenie v teoriyu podobiya. 2-e izd. — M.: Vysshaya shkola, 1973. — 296 p.
8. Karslou G. S., Eger D. Teploprovodnost' tverdyyh tel. — M., 1964. — 488 p.
9. Lykov A. V., Mihajlov Yu. A. Teoriya teplo- i massoperenosa. — M.-L.: Gosenergoizdat, 1963. — 536 p.