

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫ
БІЛІМ ЖӘНЕ ФЫЛЫМ МИНИСТРЛІГІ
МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН



ҚазҰТЗУ ХАБАРШЫСЫ

ВЕСТНИК ҚАЗНИТУ

VESTNIK KazNRTU

№ 1 (131)

АЛМАТЫ

2019

ЯНВАРЬ

Ш. Оспанова, Э. Жұмабаев, А. Нұрмұханова, ¹Л. Рахимжанова, Н. Чигамбаева
 (Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Республика Казахстан, Алматы)
¹Казахский агротехнический университет им. С. Сейфуллина, Астана, Республика Казахстан)

ОПИСАНИЕ УНИВЕРСАЛЬНОСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ ПРИ МАСШТАБНОЙ СИММЕТРИИ МЕТОДОМ ПЛАВАЮЩИХ ЧАСТИЦ

Аннотация. В данной статье рассматриваются процессы теплопроводности в телах с наименьшей геометрией. Рассмотрено распределение тепла через от различных источников. Для решения дифференциальных уравнений в частных производных второго порядка был применен пакет программ MathCad. С помощью данной программы были построены алгоритмы и шаблоны конечно-разностных явных и неявных схем.

Ключевые слова: теплопроводность, частицы, конечно-разностная схема, метод плавающих частиц.

Замечено, что в большом разнообразии физических явлений, где происходят аналогичные друг другу процессы, логарифмы динамических переменных распределяются по нормальному закону. Это утверждение справедливо, например, для размеров зерен в фрагментации земной коры [1-5]. Теоретическое объяснение логнормального распределения в природе впервые было дано А. Н. Колмогоровым 1941 году [6]. Упрощенное объяснение состоит в следующем. Предположим, что у нас есть большая скала, которая рассыпается в песок. Если экологические нагрузки являются одинаковыми, независимо от размера скалы, вероятность того, что данный кусок скалы раздроблен на мелкие m_i породы зависит от I стадии процесса фрагментации. Поэтому, если мы начинаем с одной скалы ($m_0 = 1$), на следующем этапе имеют мы имеем еще меньшие камни m_1 , затем на следующем этапе каждый из этих небольших пород фрагментируется на еще меньшие m_2 камни, чем предыдущие, и так далее. Поскольку m_i являются независимыми случайными величинами, количество зерен на l стадии фрагментации будет следующим:

$$\ln N_l = \sum_{i=1}^l \ln m_i. \quad (1)$$

Применяя центральную предельную теорему, мы получаем нормально распределенные логарифмы. Размеры зерен обратно пропорциональны количеству зерен N_l . Поэтому распределение зерен по размерам при постоянном увеличении количества случаев распада принимает логнормальный вид:

$$f(r) = \frac{1}{r \sqrt{2 \pi \sigma^2}} e^{-\frac{(\ln r - \langle \ln r \rangle)^2}{2\sigma^2}}, \quad (2)$$

где

$$r = \frac{r_k}{r_0}, \quad \sigma^2 = \langle \ln^2 r \rangle - \langle \ln r \rangle^2. \quad (3)$$

Также r_0 - это базовый масштаб.

Относительно следующих моментов необходимо отметить, что с точки зрения формулировка масштабирования, сценарий А.Н. Колмогорова утверждает, что каждый этап случая распада сокращает обычную длину фрагментов $r \Rightarrow \alpha r$, через случайный независимый множитель α , $0 \leq \alpha \leq 1$. И этот процесс называется фрагментацией при симметрии масштабов.

С одной стороны, известно, что в центральной предельной теореме требуется конечный второй момент, когда число реализаций бесконечно. С другой стороны, известно, что увеличение количества случаев распада характеризует дискретную модель, хотя анализ численных схем показывает, что постоянное развитие во времени и конечных разностей могут дать значительную разницу в решении. Альтернативный Колмогоровскому сценарию, дискретный статистический процесс был описан в работах [7-10]. В этих работах без обращения к центральной предельной теореме, аналитическое решение уравнения эволюции для распределения по размерам анализируется при больших значениях времени (т.е. при высокой частоты фрагментации). При фрагментации по симметрии масштабов,

кинетическое уравнение эволюции для нормированной функции распределения по размерам $f(r, t)$,
 $\int_0^\infty f(r) dr = 1$ можно записать следующее выражение:

$$\frac{\partial f(r)}{\partial t} = \nu \int_0^1 \frac{1}{\alpha} f\left(\frac{r}{\alpha}\right) q(\alpha) d\alpha - \nu f, \quad (4)$$

где $q(\alpha) d\alpha$ - это вероятность того, что радиус появления фрагмента происходит в интервале $[\alpha r_1, (\alpha + d\alpha)r_1]$ ($\int_0^1 q(\alpha) d\alpha = 1$) и здесь частота распада ν должно быть постоянным. В уравнении (4) вероятность $q(\alpha) d\alpha$, в принципе, является неизвестной функцией и так как решение (4) уравнения требует знания всех моментов $q(\alpha)$, это уравнение, по-видимому, бесполезно. Однако, при больших значениях времени (т.е. при высоких частотах фрагментации) как было показано в работах [4, 5], решение $f(r, t)$ зависит только от первых двух логарифмических моментов, $\langle \ln \alpha \rangle$ и $\langle \ln^2 \alpha \rangle$, и его выражение:

$$f(r, t) \underset{t \rightarrow \infty}{\sim} \frac{1}{r_0 \sqrt{2\pi \langle \ln^2 \alpha \rangle \nu t}} \exp\left(-\frac{\langle \ln \alpha \rangle^2}{2\langle \ln^2 \alpha \rangle} \nu t\right) \exp\left(-\frac{\left(\ln \frac{r}{r_0}\right)^2}{2\langle \ln^2 \alpha \rangle \nu t}\right) \left(\frac{r_0}{r}\right)^{1-\frac{\langle \ln \alpha \rangle}{\langle \ln^2 \alpha \rangle}}. \quad (5)$$

Это выражение подтверждает основной результат, полученный Колмогоровым о логнормальной асимптотической форме. И это явление называется первой статистической универсальностью с двумя параметрами: первым и вторым логарифмическими моментами $q(\alpha)$. Одновременно уравнение (5) показывает, что по мере увеличения времени, логнормальный множитель в уравнении (5) $\exp\left(-\left(\ln \frac{r}{r_0}\right)^2 / 2 \langle \ln^2 \alpha \rangle \nu t\right)$ стремится к единице, и долговременный предел распределения частиц по размерам определяется степенным законом с одним универсальным параметром $\langle \ln \alpha \rangle / \langle \ln^2 \alpha \rangle$:

$$f(r, t) \underset{t \rightarrow \infty}{\sim} \frac{1}{r_0 \sqrt{2\pi \langle \ln^2 \alpha \rangle \nu t}} \exp\left(-\frac{\left(\ln \frac{r}{r_0}\right)^2}{2\langle \ln^2 \alpha \rangle \nu t}\right) \left(\frac{r_0}{r}\right)^{1-\frac{\langle \ln \alpha \rangle}{\langle \ln^2 \alpha \rangle}}. \quad (6)$$

Это показывает сильную универсальность (фракталы) в поздних стадиях распада в масштабной симметрии с одним параметром $\langle \ln \alpha \rangle / \langle \ln^2 \alpha \rangle$, так как фрактальная размерность определяется как:

$$f(r, t) \underset{t \rightarrow \infty}{\sim} \left(\frac{1}{r}\right)^{1-\frac{\langle \ln \alpha \rangle}{\langle \ln^2 \alpha \rangle}}. \quad (7)$$

Было также показано, что при больших значениях времени уравнение (4) сводится к уравнению Фоккера-Планка [11]:

$$\frac{\partial f(r)}{\partial (vt)} = -\langle \ln \alpha \rangle \frac{\partial}{\partial r}(rf) + \frac{\langle \ln^2 \alpha \rangle}{2!} \frac{\partial}{\partial r}\left(r \frac{\partial}{\partial r}(rf)\right), \quad (8)$$

в котором $\langle \ln^2 \alpha \rangle / \langle \ln \alpha \rangle$ представляет собой типичный масштаб длины, пропорциональный нижнему пределу масштаба фрагментации при масштабной симметрии:

$$\frac{\langle \ln^2 \alpha \rangle}{\langle \ln \alpha \rangle} = \ln \left(\frac{r_s}{r_0} \right). \quad (9)$$

Этот масштаб должен зависеть от физики фрагментации, и он играет роль глобального параметра в статистических процессах. В работе [6] статистическое уравнение, соответствующее (8), было получено в интерпретации Ито:

$$\frac{dr}{r} = \left[\langle \ln \alpha \rangle + \frac{\langle \ln^2 \alpha \rangle}{2} \right] \nu dt + \sqrt{\frac{\nu \langle \ln^2 \alpha \rangle}{2}} dW(t), \quad (10)$$

где $dW(t)$ - винеровский процесс и $[dW(t)]^2 = 2dt$.

Этот метод моделирования жидкого ядра был предложен в работе [12-15]. Схема этого метода представлена на рисунке 1, основные предположения которой состоят в следующем:

1. В каждый момент времени одновременно с вычислением потока в газе, неистощенная жидкая струя имеет случайную геометрическую конфигурацию. Каждый геометрическая конфигурация определяется пространственной траекторией отдельных плавающих статистических частиц с нулевой массой.

2. В различные моменты времени случайные конфигурации жидкой неистощенной струи представляют собой ансамбль независимых реализаций в пространстве. Плавающие статистические частицы впрыскиваются один за другим (рисунок 1). Каждая частица проходит свой путь, который заканчивается после отрезка времени, называемого временем жизни частицы. Время жизни частицы определяется из анализа размерностей. Предполагается, что общее время первичного распыла воздушным потоком характеризуется тремя физическими величинами. Они включают в себя разницу в динамических давлениях на входе потоков газа и жидкости, $|\rho_g u_{g,0}^2 - \rho_l u_{l,0}^2|/2$, инертность струи, характеризуемая ρ_l , и входной диаметр струи, D_l . Сочетание этих трех значений дает:

$$\tau_l^{-1} = \sqrt{\frac{|\rho_g u_{g,0}^2 - \rho_l u_{l,0}^2|}{2\rho_l}} \frac{1}{D_l} = \frac{u_{l,0}}{D_l} \sqrt{\frac{(M-1)}{2}}, \quad (11)$$

где $u_{g,0}$ - скорость газа на входе, $u_{l,0}$ - скорость жидкости на входе и $M = \frac{\rho_g u_{g,0}^2}{\rho_l u_{l,0}^2}$. После прохождения времени жизни статистическая частица удаляется из расчетной области. Процедура переупаковки является такой, что скорость впрыска частицы равна скорости их удаления.

3. В направлении x вниз по течению каждая статистическая частица движется с постоянной осевой скоростью, равной скорости конвекции:

$$u_s = \frac{(\sqrt{\rho_g} u_{g,0} + \sqrt{\rho_l} u_{l,0})}{(\sqrt{\rho_g} + \sqrt{\rho_l})}. \quad (12)$$

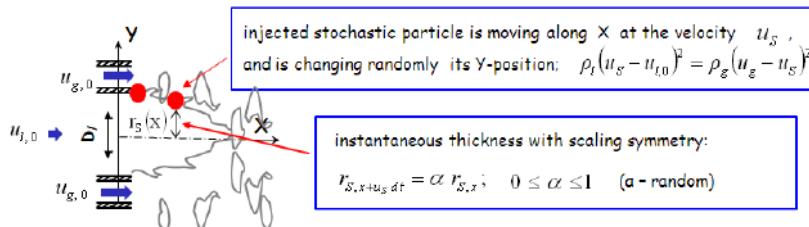


Рис. 1. Схема метода плавающих статистических частиц

4. Наблюдая вертикальные ординаты $r_{S,x}$ заданной плавающей статистической частицы при различных осевых положениях, мы предполагаем, что $r_{S,x}$ меняется шаг за шагом каскадным процессом, в котором вертикальное положение $r_{S,x+u_{l,0}\Delta t}$ производится от верхнего положения $r_{S,x}$, умноженного на случайную независимую величину α , $0 \leq \alpha \leq 1$:

$$r_{S,x+u_{l,0}\Delta t} = r_{S,x} e^{\ln \alpha}. \quad (13)$$

Тогда можно использовать статистическое (10) уравнение, которое имеет следующий вид:

$$\frac{r_{S,x+u_{l,0}\Delta t} - r_{S,x}}{r_{S,x}} = \left[\langle \ln \alpha \rangle + \frac{\langle \ln^2 \alpha \rangle}{2} \right] \frac{\Delta t}{\tau_l} + \sqrt{\frac{\langle \ln^2 \alpha \rangle}{2 \tau_l}} dW, \quad (14)$$

где $r_{S,x=0} = D_l / 2$.

При движении частицы, каждое положение обозначает ячейку, содержащую мгновенную поверхность раздела, которая отделяет область неистощенной жидкости от газа, как показано на рисунке 2.

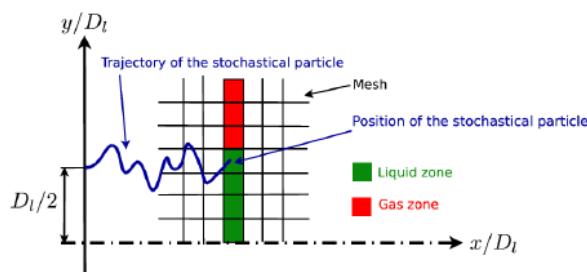


Рис.2. Схема моделирования конфигурации жидкого ядра

Из множества траектории движения частицы будет вычислена вероятность каждой частицы, находящейся в «зеленом» столбце.

На следующих рисунках будут показаны распределения частиц в теле в процессе теплопроводности в присутствии горения.

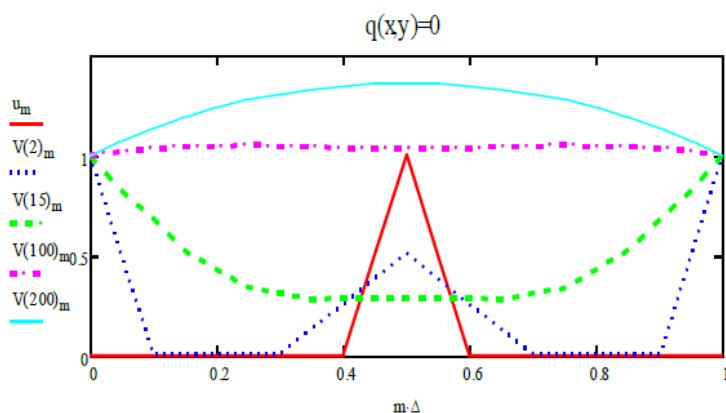


Рис.3. Процесс распределения тепла при горении

На рисунке 3 показано распределение тепла в присутствии горения. На графике представлен процесс, в котором при стабилизации тепла с двух сторон нормализуется функция его распределения и начинается процесс горения. При явной схеме модели данный процесс будет устойчивым нежели

• Физика-математика ғылымдары

при неявной схеме. Для устойчивости данного метода мы должны рассчитывать значение функции для каждого шага в сетке. Для построения неявной схемы изменение координаты по времени мы рассчитываем сетку при шаге 1 (рисунок 4).

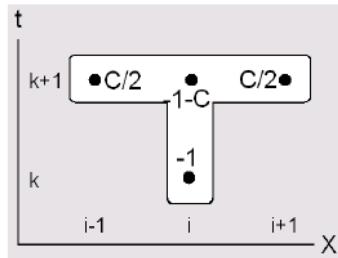


Рис.4. Схема аппроксимации неявной схемы

С развитием науки и техники многие компьютерные программы обновляются каждый день. Mathcad - это язык программирования, предназначенный для предоставления цифровых и аналитических решений для автоматизации различных областей науки и техники. На данный момент энергоэффективность и ее эффективное использование имеют большое значение. Одной из больших проблем является потеря тепловой энергии или проблема снижения затрат. В то же время, системы отопления достигают успеха с помощью компьютерной формовки, чтобы повысить эффективность процессов теплопередачи.

Решение дифференциальных уравнений, описывающих тепловые процессы, является одной из актуальных проблем современного процесса теплообмена. Поскольку тепловые уравнения характеризуются нелинейными независимыми дифференциальными уравнениями высокого порядка, аналитическое решение может быть сопряжено с большими трудностями. По этой причине мы применяем численное решение граничных условий для тепловых уравнений в ограниченной области.

В то же время оцифрованные модели были разработаны и проанализированы с использованием современного языка программирования MathCAD, с использованием граничных условий для расчета теплового переноса с применением пороговой схемы.

На рисунке 5 представлен алгоритм воспроизведения неявной схемы в программе MathCad. На рисунке 6 представлено распределение частиц в теле при отсутствии внешнего источника тепла. Графики были получены ghb неявной схеме с помощью программы MathCad.

```

 $\tau := 0.005$   $\phi(x, u) := 0$ 
 $M := 20$   $Init(x) := \Phi(x - 0.45) - \Phi(x - 0.55)$ 
 $D := 1$   $Border(t) := 0$ 
 $\Delta := \frac{1}{M}$   $u_m := Init(m \cdot \Delta)$ 
 $Cou := 2 \frac{D \cdot \tau}{\Delta^2}$   $Cou = 4$ 
 $m := 1..M - 1$ 
 $A_{m,m} := -Cou - 1$ 
 $A_{m,m-1} := \frac{Cou}{2}$   $A_{m,m+1} := \frac{Cou}{2}$ 
 $A_{0,0} := 1$   $A_{M,M} := 1$ 
 $V(n) := \begin{cases} u & \text{if } n = 0 \\ \text{Isolve}(A, -V(n-1)) & \text{otherwise} \end{cases}$ 

```

Рис.5. Алгоритм неявной схемы в программе MathCad

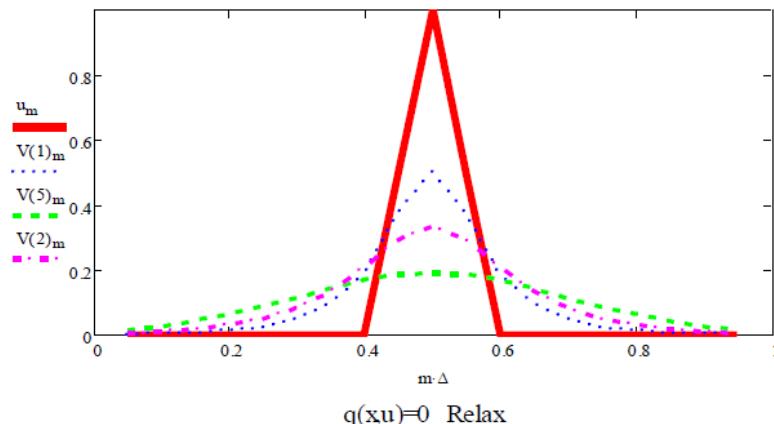


Рис.6. Распределение тепла при отсутствии внешнего источника, неявная схема

С помощью языка программирования MathCAD графики и результаты были рассчитаны на основе стандартных условий путем расчета теплопроводности, задач конвективного теплообмена для числовых дифференциальных величин при передаче тепла через металлический проводник с пороговой длиной.

Получены графики зависимости заданной теплоты от времени. Схемы были определены на основе рабочей среды MathCAD, а расчеты были основаны на разнице во времени. Были получены графики теплопередачи. Эти результаты имеют научную ценность и дают объяснение механизму процессов горения в котлах в дополнение к современной теплофизике, макрокинетике, теории горения и взрыва.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Razumovsky N. On a distribution character of metals contents in ore fields // Dokl. Akad.Nauk SSSR. – 1940. - Voll. 28. – P. 815-817.
- [2] Lomnitz C. Fundamentals of Earthquake Predictions. - New York: Wiley, 1994. – 326 p.
- [3] Kolmogorov A.N. Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence // Doklady Akad. Nauk SSSR. – 1941. – Vol. 32. – P. 16–18.
- [4] Le H., Moin P., Kim J. Direct Numerical Simulation of Turbulent flow over a Backward // Proceed. of 9th Symp. on Turbulent Shear flows. – Kyoto, 1993. - №13-2.
- [5] Pope S. Turbulent Flows. – Cambridge: Cambridge University Press, 2000. – 771 p.
- [6] Leonard A. Energy cascade in large-eddy simulations of turbulent fluid flows // Advances in Geophysics. – 1975. – Vol. 18. – P. 237-248.
- [7] Piomelli U. Large eddy simulation: achievements and challenges // Progress in Aerospace Science. – 1999. - Vol. 35 (4). – P. 335-362.
- [8] Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations // Monthly Weather Review. – 1963. – Vol. 91. – P. 99–164.
- [9] Wilcox D. Turbulence Modeling for CFD. – La Canada: DCW Industries, Inc, 1993. – 460 p.
- [10] Hinze J. O. Turbulence. – New York: McGraw-Hill Publishing Co, 1975. – 404 p.
- [11] Crowe C., Sommerfeld M., Tsuji Y. Multiphase flows with droplets and particles. - Boca Raton: CRC Press LLC, 1998. – 471 p.
- [12] Ranz W. E., Marshall W. R. Evaporation from drops // Chemical Engineering Progress. – 1952. – Vol. 48, №3. – P. 141-146.
- [13] Befrui B., Corbinelli G., D'Onofrio M., Varble D. GDI multi-hole injector internal flow and spray analysis // SAE Technical Paper. – 2011. – Vol. 8, issue 1. – P. 1-11.
- [14] Desjardins O., Pitsch H. A spectrally refined interface approach for simulating multiphase flows // J. of Computational Phys. – 2009. – Vol. 228. – P. 1658–1677.
- [15] Weller H. G., Tabor G., Jasak H., Fureby C. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques // Computers in physics. – 1998. – Vol.12, issue 6. – P. 620-631.

• Физика-математика ғылымдары

Оспанова Ш., Жұмабаев Ә., Нурмұханова А., Рахимжанова Л., Чигамбаева Н.

Жылжымалы белшектер әдісімен масштабты симметриядағы фрагментацияның әмбебаптылығынын спипаттау

Түйін. Берілген макалада геометриясы кіші деңелдердегі жылуеңкізгіштік процесстері қарастырылған. Сонымен катар әр түрлі жылу көздерінен болатын жылудың тараалуы бейнеленген. Екінші ретті дербес туындылы дифференциалдық теңдеулерді шешу үшін MathCad бағдарламалар пакеті колданылған. Аталған бағдарламаның көмегімен шекті-айрымды айқын және айқын емес сыйбалардың алгоритмдері мен шаблондары түрлізілған.

Түйінді сөздер: жылуеңкізгіштік, белшектер, шекті-айрымды сыйба, жылжымалы белшектер әдісі.

УДК 338.486

Zh.N. Khalila, M.T. Beketayeva

(Faculty of Physics and Technology, Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan.

E-mail: zhangul021@gmail.com)

ANALYSIS OF SYSTEM PROBLEMS IN THE HEAT AND POWER INDUSTRY OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

Abstract. At present, practically any long-term development scheme works. The Soviet government had state plans for the time, and cities made programs for the development of the city. On this basis, master plans for engineering systems, including heat supply, have been developed. These plans were revised every 5 years. In accordance with these plans, funds were allocated for the reconstruction of the state plans. The entire system fell during the rebuild. All the heat power was discharged to the city authorities. At present, the planned economy has collapsed and has been recognized as acceptable for all to address strategic planning issues. At the same time, experts state that there is a need for a responsible structure for strategic development and planning (heat energy, industry, and the economy as a whole) and already have such initiatives and recommendations at the level of government. This article describes the analysis of system problems of the heat and power industry of the Republic of Kazakhstan.

Key words: quality, quality assessment, heat power, industry, economy, price, effective demand.

Ж.Н. Халила, М.Т. Бекетаева

(Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Казахстан Республикасы.

E-mail: zhangul021@gmail.com)

ҚАЗАҚСТАН РЕСПУБЛИКАСЫНЫҢ ЖЫЛУЭНЕРГЕТИКАЛЫҚ САЛАСЫНЫҢ ЖҮЙЕЛІ МӘСЕЛЕЛЕРІН ТАЛДАУ

Түйіндеме. Қазіргі уақытта іс жүзінде кез келген ұзак мерзімді даму жоспарлау арқылы жұмыс істейді. Қенес үкіметі уақытында мемлекеттік пландар болды, қалалар қаланы дамытуға арналған бағдарламалар жасады. Осы негізде инженерлік жүйелерді, соның ішінде жылумен жабдықтауды дамытудың бас жоспарлары жасалды. Бұл жоспарлар әр 5 жыл сайын түзеліп отырады. Осы жоспарлар бойынша мемлекеттік жоспарларды жүзеге асыру мақсатында кайта салу үшін қаражат бөлініп отырады. Бұкіл жүйе кайта құрылу уақытында құлады. Барлық жылу энергетикасы қалалық билікке тасталды. Қазіргі уақытта жоспарланған экономика құлдырап, барлығына стратегиялық жоспарлау мәселелерін шешу үшін қолайлы деп танылды. Сонымен катар, сарашылар стратегиялық даму жауапты құрылымын құру қажеттігі және жоспарлау (жылу энергиясын, немесе өнеркәсіп және тұтастай алғанда экономиканың) туралы нақты айтады. Осы макалада Қазақстан Республикасының жылу және электр энергетикасы жүйесінің проблемаларын талдау қарастырылған.

Кілттік сөздер: сапа, сапа бағалау, жылу энергиясы, өнеркәсіп, экономика, баға, сұраныс.

Жылу және электр энергиясын өндіру үшін қажетті жылу үнемдеу және энергия шешілмеген мәселе, теріс индустрія және тұтынушыға еki әсер басқа теріс құбылыштарға әкеп соғады. Олардың бірі - тарифтердің өсуі. Зерттеуге сәйкес, жылу тарифтерінің өсуінің негізгі себептерінің бірі ескірген және тозған жабдықтарды нәтижесінде туындайтын жылу шығындары болып табылады. Төмөнделгідей сыйба тізбек болып табылады. Сарашылардың пікірінше, арнайы қадағалау органдарының болуы жеткілікті емес, сондай-ак, қазіргі заманғы дизайн енгізу жылу жоғалуына жол

Физико-математические науки

<i>Смагулова Г.М., Волобуева О.П.</i>	
ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ПРЕДПРИЯТИЯ АО «АЛМАТЫГАЗСЕРВИС» КАК ОБЪЕКТА ИССЛЕДОВАНИЯ	448
<i>Нұрқасымова С.Н., Мұкашева А.К.</i>	
МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ЗАДАЧ ПО ПРОГРАММЕ MAPLE	455
<i>Оспанова Ш., Жұмабаев Э., Нұрмұханова А., Рахимжанова Л., Чигамбаева Н.</i>	
ОПИСАНИЕ УНИВЕРСАЛЬНОСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ ПРИ МАСШТАБНОЙ СИММЕТРИИ МЕТОДОМ ПЛАВАЮЩИХ ЧАСТИЦ	460
<i>Халила Ж.Н., Бекетаева М.Т.</i>	
АНАЛИЗ СИСТЕМНЫХ ПРОБЛЕМ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОТРАСЛИ РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН	467
<i>Бейсенбек М.А., Саптаева А.К., Мусабаева Ш.С., Жалмухамедова Ж.М.</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ РОБАСТНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ НЕЛИНЕЙНЫХ СИСТЕМ АВТОМАТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ (САУ) ГРАДИЕНТНО-СКОРОСТНЫМ МЕТОДОМ ВЕКТОР-ФУНКЦИЙ А.М. ЛЯПУНОВА	474
<i>Карібаев Б.А., Сарсенбек И.Т., Самарханов А.Б.</i>	
ЧАСТОТНО-РАЗМЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФРАКТАЛЬНОЙ АНТЕННЫ	479
<i>Нұрқасымова С.Н., Жаныс А.Б.</i>	
ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ ПЛАНЕТ В АСТРОНОМИИ	484
<i>Касимов А.Т., Жолмагамбетов С.Р., Хабидолда О., Мадибағұлы Ж., Касимова А.А.</i>	
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ СЛОИСТЫХ ПЛАСТИН С ПРОИЗВОЛЬНЫМ ПАКЕТОМ СЛОЕВ НА ОСНОВЕ НЕКЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ИЗГИБА	489
<i>Бектұган Б.И., Нұрахов Е.С., Иманкулов Т.С., Ахмед-Заки Д.Ж.</i>	
РЕАЛИЗАЦИЯ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ ОДНОМЕРНОЙ ЗАДАЧИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ НА FPGA	496
<i>Оспанова Ш., Жұмабаев Э., Нұрмұханова А., Рахат Б., Болосханқызы Б.</i>	
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ЗАДАЧА ПРОЦЕССА ПЕРЕДАЧИ ТЕПЛА В РАЗЛИЧНЫХ ТЕЛАХ	502
<i>Мамырбекова А.С., Волобуева О.П.</i>	
ЛОГИСТИЧЕСКИЙ ИНФОРМАЦИОННЫЙ ЦЕНТР КАК ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ	508
<i>Шаждекеева Н.К., Мырзашева А.Н., Баймахан А.Р., Абдиахметова З.М., Латипов Е.</i>	
ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ ФИЛЬТРАЦИОННО-ЕМКОСТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ВОДОНОСНОГО БАССЕЙНА	514
<i>Аскарова А.С., Болегенова С.А., Березовская И.Э., Воробьёва О.Д., Жанжисенов А.Е.</i>	
ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДАВЛЕНИЯ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ НА ВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ГОРЕНИЕ ЖИДКОГО ТОПЛИВА	521
<i>Оспанова Ш., Жұмабаев Э., Нұрмұханова А., Жексен Ұ., Болосханқызы Б.</i>	
ОСНОВЫ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА	529
<i>Назарова К.Ж., Усманов К.Ы.</i>	
НЕОБХОДИМОЕ УСЛОВИЕ ОДНОЗНАЧНОЙ РАЗРЕШИМОСТИ ТРЕХТОЧЕЧНОЙ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ СИСТЕМ ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ С ПАРАМЕТРОМ	535
<i>Оспанова Ш., Жұмабаев Э., Нұрмұханова А., Рахимжанова Л., Чигамбаева Н.</i>	
РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ НА ОСНОВЕ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ С ПОМОЩЬЮ ПАКЕТА MATHCAD	544
<i>Истяп A.С., Мясникова Л.Н.</i>	
МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ И ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЯ НАНОКРИСТАЛЛОВ NAX (F, CL, BR, I)	553
<i>Жаканбаев Е.А., Володин В.Н., Тулеутов Ю.Ж.</i>	
СИНТЕЗ НОВОЙ ФАЗЫ MoCd ₂ В ПЛЕНОЧНЫХ ПОКРЫТИЯХ СИСТЕМЫ МОЛИБДЕН-КАДМИЙ	558

Химико-металлургические науки

<i>Юров В.М., Платонова Е.С., Юдакова В.А.</i>	
МИКРОСТРУКТУРА И СВОЙСТВА ЖАРОСТОЙКИХ МНОГОСЛОЙНЫХ ПОКРЫТИЙ....	566
<i>Сатаев М.С., Абжолов Р.С., Абдуразова П.А., Кошкарбаева Ш.Т., Райымбеков Е.Б.</i>	
СПОСОБ НАНЕСЕНИЯ ПЛЕНОК СЕРЕБРА НА ПОВЕРХНОСТЬ ХЛОПЧАТОБУМАЖНЫХ МАТЕРИАЛОВ	571
<i>Ибрағимов А.С.</i>	
К ВОПРОСУ ВЫЩЕЛАЧИВАНИЯ ЗОЛОТА ЙОДНЫМИ РАСТВОРАМИ.....	576
<i>Түреканова Л.М., Жұмадыбек Н.Б., Таймасов Б.Т., Жаникулов Н.Н.</i>	
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЧНОСТНЫХ СВОЙСТВ ЦЕМЕНТНОГО РАСТВОРА С ДОБАВКАМИ ПОЛИКАРБОКСИЛАТНЫХ СУПЕРПЛАСТИФИКАТОРОВ	579

Редакторы:

Н.Ф. Федосенко

Верстка на компьютере:

Л. Касжанова

Подписано в печать 25.01.2019 г.

Формат 60x84 1/8. Усл. л.л 37,4.

Тираж 500 экз. Заказ № 223.

Адрес редакции:

ул. Сатпаева, 22, КазНИТУ каб. 609, тел. 292-63-46 ,Nina.Fedorovna. 52 @ mail.ru

Департамент маркетинга и коммуникаций КазНИТУ

Казахского национального исследовательского технического университета имени К.И. Сатпаева

