

станах з максимальними значеннями працездатного стану. Впровадження технічного сервісу забезпечить підвищення ймовірності працездатного стану кар'єрних автосамоскидів до рівня 0,80...0,86, що на 0,06 вище за нормативні показники заводу-продуценту та на 0,19...0,27 вищі за фактичні показники роботи машин у 2004 році (на початку впровадження фірмового сервісного обслуговування кар'єрних автосамоскидів БелАЗ в Україні).

#### *Список літератури*

1. Кулешов А.А. Управление ресурсом карьерных автосамосвалов / А.А. Кулешов, И.В. Зырянов, С.Ф. Пацианский // Горный журнал. -2003. -№1. -С. 52-56.

2. Анистратов К.Ю. Техническое обслуживание карьерной техники: современный уровень и перспективы развития / К.Ю. Анистратов // Горная промышленность. -2004. -№49. -С. 31-33.

УДК 622.619

Ю.С. РУДЬ, проф., И.С. РАДЧЕНКО, доц., В.Ю. БЕЛОНОЖКО, ст. преп., А.С. ТКАЧЕНКО, ассистент, Криворожский технический университет

### **О КОЛЕБАНИЯХ ГОРНЫХ МАШИН И ИХ ДЕТАЛЕЙ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСНЫХ НАГРУЗОК**

Исследованы колебания горных машин и их деталей, вызванных импульсной нагрузкой. Изучено влияние на характеристики колебаний формы импульса, его величины и частоты приложения.

Досліджено коливання гірських машин і їхніх деталей, викликаних імпульсним навантаженням. Вивчено вплив на характеристики коливань форми імпульсу, його величини й частоти додатка.

**Проблема и ее связь с научными и практическими задачами.** В настоящее время наблюдается тенденция увеличения размеров и скоростей современных машин. В этих условиях становится все более важным обеспечить в инженерных расчетах решение задач о колебаниях машин в целом и их деталей в отдельности. Известно, что только на основе теории колебаний можно полностью решить такие важные для практики проблемы, как уравнивание машин и их деталей, определение величины крутильных колебаний валов и зубчатых передач, турбинных лопаток, колебания рельсового пути и мостов под действием движущихся поездов, фундаментов и зданий при землетрясениях. Теория колебаний позволяет получить уравнения, которые связывают такие внутренние параметры колеблющейся системы как массу, жесткость, вязкость, величину внешнего и внутреннего трения. Это означает, что применяя теорию колебаний можно теоретически установить наиболее удачные пропорции машины и ее частей, которые в данных эксплуатационных условиях не приведут к возникновению больших динамических нагрузок, а, следовательно, к дополнительному износу. Эти уравнения позволяют

определить критические скорости, например, скорости вращающихся валов переменного сечения, скорости движения автосамосвала по карьерной дороге с неровностями и т. п.

**Анализ исследований и публикаций.** История изучения колебаний, которая насчитывает уже более трех веков, свидетельствует о постоянном проникновении этого раздела физики во все новые и новые области науки и техники. Во времена Ньютона и Лагранжа основное внимание уделялось изучению механических колебаний. В прошлом веке такие отрасли науки, как акустика и радиофизика, почти полностью превратились в учение о колебаниях. В настоящее же время колебательные и волновые процессы наблюдаются и тщательно изучаются уже и в химических и биологических системах.

К настоящему времени опубликовано несколько работ, в которых исследуются колебания болтов в механизмах и машинах [1, 2]. В работах [3-5] для исследования поперечных и вращательных колебаний самосвала при его движении по неровной карьерной дороге используется модель одноосного автомобиля. Здесь же использована физическая модель автомобиля, в которой он представлен жесткой балкой с соответствующими жесткостями и демпферами передней и задней подвесок. В указанных работах найдена критическая скорость движения самосвала, как функция массы самосвала, жесткости и демпфера подвесок. При колебаниях возникают дополнительные нагрузки на отдельные детали, что приводит к их преждевременному износу [6]. Величина износа зависит от строения кристаллической решетки металла. Необходимо отметить, что во всех этих работах исследовались колебания, когда возмущающие силы являются детерминированными функциями времени, т.е. изменяющимися во времени по известному закону.

В большом числе технических задач необходимо исследовать колебания, которые возбуждаются случайными воздействиями.

**Постановка задачи.** В настоящей работе рассмотрены колебания некоторых механических систем под воздействием различного вида возбуждающих сил и ударных импульсов как одиночных так и распределенных по определенному закону.

**Изложение материала и результаты.** При изучении колебаний механических систем, в том числе и автосамосвалов при его перемещении по неровной карьерной дороге, используется следующая физическая модель (рис. 1): груз, подвешенный на пружине с поршнем-демпфером (см., напр., [1-5]). Здесь введены следующие обозначения:  $m_k$  - масса кузова, кг;  $C_{II}$  - коэффициент жесткости подвески, Н/м;  $C_{III}$  - коэффициент жесткости шины, Н/м;  $m_m$  - масса мостов, кг;  $x, x_l$  - смещение центра тяжести кузова и мостов от положения равновесия, м.

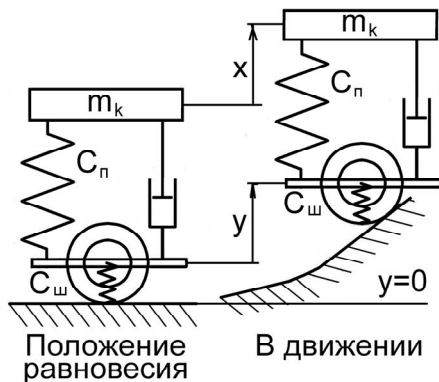


Рис. 1. Одноосная модель автомобиля.

Составим дифференциальное уравнение колебания самосвала с учетом масс мостов. За обобщенные координаты выбираем вертикальное перемещение центра кузова  $x$  и вертикальное перемещение мостов  $x_1$ . В таком случае обобщенные скорости будут  $\dot{x}$ ,  $\dot{x}_1$ . Составляем выражение для кинетической  $T$  и потенциальной  $\Pi$  энергий и диссипативной функции  $R$ :

$$T = \frac{1}{2} m_k \dot{x}^2 + \frac{1}{2} m_m \dot{x}_1^2, \quad (1)$$

$$\Pi = \frac{1}{2} C_n x^2 + \frac{1}{2} C_w (x - x_1)^2, \quad (2)$$

$$R = \frac{1}{2} \alpha \dot{x}^2 + \frac{1}{2} \alpha_1 (\dot{x} - \dot{x}_1)^2,$$

где  $\alpha$  - коэффициент вязкого трения в демпфере,  $\alpha_1$  - коэффициент вязкого трения в шинах. В первом приближении им можно пренебречь.

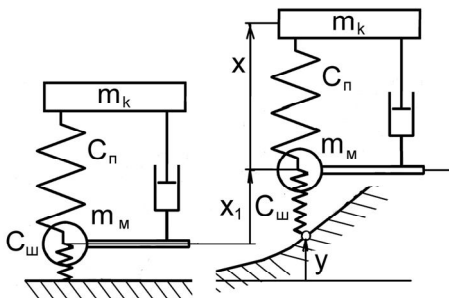


Рис. 2. Одноосная модель автомобиля с учетом массы мостов.

Составим дифференциальное уравнение, описывающее колебания кузова самосвала и мостов. Для этого из уравнений (1)-(3) находим следующие производные:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial x_1} = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial \dot{x}} = m_k \dot{x}; \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial T}{\partial \dot{x}} \right) = m_k \ddot{x}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \dot{x}_1} = m_m \dot{x}_1; \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{\partial T}{\partial \dot{x}_1} \right) = m_m \ddot{x}_1; \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial x} = C_{II}x + C_{uu}(x - x_1); \quad \frac{\partial \Pi}{\partial x_1} = C_{III}(x - x_1) \cdot (-1) = -C_{uu}(x - x_1); \quad (5)$$

$$\frac{\partial R}{\partial \dot{x}} = \alpha \dot{x} + \alpha_1(\dot{x} - \dot{x}_1); \quad \frac{\partial R}{\partial \dot{x}_1} = \alpha_1(\dot{x} - \dot{x}_1) \cdot (-1) = -\alpha_1(\dot{x} - \dot{x}_1) \quad (6)$$

Следовательно, коэффициенты инерции равны

$$a_{11} = m_k; \quad a_{12} = 0; \quad a_{22} = m_m. \quad (7)$$

Коэффициенты жесткости равны

$$C_{11} = C_{II} + C_{uu}; \quad C_{12} = -C_{uu}; \quad C_{22} = C_{uu}. \quad (8)$$

Приведенные коэффициенты сопротивления равны

$$\mu_{11} = \alpha + \alpha_1; \quad \mu_{12} = -\alpha_1; \quad \mu_{22} = \alpha_1. \quad (9)$$

В таком случае обобщенные силы равны

$$Q_1 = -\frac{\partial \Pi}{\partial x} = -(C_{11}x + C_{12}x_1) = -((C_{II} + C_{uu})x - C_{uu}x_1), \quad (10)$$

$$Q_2 = -\frac{\partial \Pi}{\partial x_1} = -(C_{12}x + C_{22}x_1) = -(-C_{uu}x + C_{uu}x_1). \quad (11)$$

В таком случае уравнение Лагранжа второго рода записываем в следующем виде:

$$\dot{a}_{11}\ddot{\delta} + \mu_{11}\dot{\delta} + \mu_{12}\dot{\delta}_1 + \tilde{N}_{11}\ddot{\delta} + \tilde{N}_{12}\dot{\delta}_1 = 0, \quad (12)$$

$$a_{22}\ddot{x}_1 + \mu_{21}\dot{x} + \mu_{22}\dot{x}_1 + C_{21}x + C_{22}x_1 = 0. \quad (13)$$

Будем искать решение уравнений (12) и (13) в следующей форме:

$$x = A_1 e^{\lambda t}; \quad x_1 = A_2 e^{\lambda t}; \quad (14)$$

где  $A_1, A_2$  и  $\lambda$  - некоторые числа, которые требуется определить.

Продифференцируем эти выражения для  $x$  и  $x_1$  по времени дважды:

$$\dot{x} = A_1 \lambda e^{\lambda t}, \quad \ddot{x} = A_1 \lambda^2 e^{\lambda t}, \quad (15)$$

$$\dot{x}_1 = A_2 \lambda e^{\lambda t}; \quad \ddot{x}_1 = A_2 \lambda^2 e^{\lambda t}. \quad (16)$$

Подставим значения координат (14) и их производных (15) и (16) в уравнения (12) и (13), сократим полученные равенства на общий множитель  $e^{\lambda t}$  и сгруппируем члены. В результате получим два алгебраических уравнения:

$$(a_{11}\lambda^2 + \mu_{11}\lambda + C_{11})A_1 + (\mu_{12}A + C_{12})A_2 = 0 \quad (17)$$

$$(\mu_{21}\lambda + C_{21})A_1 + (a_{22}\lambda^2 + \mu_{22}\lambda + C_{22})A_2 = 0$$

Следовательно, имеем линейные однородные уравнения относительно  $A_1, A_2$ . Они должны иметь решение, отличное от нулевого. Для этого определить системы должны равняться нулю:

$$\begin{pmatrix} (\dot{a}_{11}\lambda^2 + \mu_{11}\lambda + \tilde{N}_{11}); (\mu_{12}\lambda + \tilde{N}_{12}) \\ (\mu_{21}\lambda + \tilde{N}_{21}); (\dot{a}_{22}\lambda^2 + \mu_{22}\lambda + \tilde{N}_{22}) \end{pmatrix} = 0 \quad (18)$$

Можно доказать, что вещественные части корней этого характеристического уравнения отрицательны либо равны нулю. Следовательно, корни уравнения

$$\begin{aligned} &(\dot{a}_{11}\lambda^2 + \mu_{11}\lambda + \tilde{N}_{11}) \cdot (\dot{a}_{22}\lambda^2 + \mu_{22}\lambda + \tilde{N}_{22}) - (\mu_{21}\lambda + \tilde{N}_{21}) \cdot \\ &\cdot (\mu_{12}\lambda + \tilde{N}_{12}) = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

могут иметь вид

$$\lambda = -h \pm ni; \lambda = -m; \lambda = \pm ki, \quad (20)$$

где  $h, n, m$  и  $k$  – вещественные положительные числа.

Вещественным отрицательным корням (непосредственный расчет подтверждает, что это бывает при больших силах сопротивления) соответствует периодическое движение

$$q = \dot{A} \dot{a}^{-mt}, \quad (q = x, x_1). \quad (21)$$

Чисто мнимым корням отвечают главные колебания, которые описываются зависимостью

$$q = A \sin(kt + \varepsilon) \quad (22)$$

где  $\varepsilon$  – начальная фаза.

Комплексно сопряженным корням отвечают затухающие главные колебания

$$q = Ae^{-ht} \sin(nt + \varepsilon). \quad (23)$$

В этом случае силы сопротивления не очень велики. При полной или частичной диссипации все корни характеристического уравнения (19) будут комплексно сопряженными с отрицательными вещественными частями

$$-h_1 \pm n_1 \cdot i; -h_2 \pm n_2 \cdot i. \quad (24)$$

Каждой паре комплексно сопряженных корней отвечает свое главное затухающее колебание. Общее решение уравнений (12) и (13) при этих условиях можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} x &= \left. A_1^1 \cdot e^{-h_1 t} \cdot \sin(n_1 t + \varepsilon_1) + A_1^2 \cdot e^{-h_2 t} \cdot \sin(n_2 t + \varepsilon_2) \right\} \\ x_1 &= \left. A_2^1 e^{-h_1 t} \cdot \sin(n_1 t + \varepsilon_1) + A_2^2 \cdot e^{-h_2 t} \cdot \sin(n_2 t + \varepsilon_2) \right\} \end{aligned} \quad (25)$$

В случае пренебрежения массой мостов автосамосвала имеем следующие выражения:

для кинетической энергии  $T = \frac{1}{2} m_k \dot{x}^2$  ;

для потенциальной энергии  $\Pi = \frac{1}{2} Cx$  ;

для диссипативной функции Фелея  $\Phi = \frac{1}{2} \mu \dot{x}$  .

Взяв соответствующие производные от этих выражений, составим дифференциальное уравнение движения кузова самосвала:

$$m_k \ddot{x} = -cx - \mu \dot{x} . \quad (26)$$

При движении самосвала по неровной дороге к этим силам необходимо добавить возмущающую силу  $Q(t)$ . В таком случае уравнение (26) запишем в следующем виде:

$$m_k \ddot{x} + \mu \dot{x} + cx = Q(t) . \quad (27)$$

Представление колебаний уравнением (27) позволяет исследовать процесс для разного типа возмущающей силы.

Особое значение в нашем случае имеет удар между телами, основной характеристикой которого является коэффициент восстановления  $k$  [7]. Возможные значения коэффициента восстановления  $k$  располагаются в промежутке от 0 до 1. Значения  $k=0$  соответствует случаю, когда при ударе происходит «слипание» материальных точек и их относительная скорость после удара равно нулю; такой удар называется абсолютно не упругим. При другом крайнем значении коэффициента восстановления ( $k=1$ ) относительная скорость материальных точек после соударения меняет знак, но сохраняет свою величину; в этом случае удар называется абсолютно упругим. В промежуточных случаях, когда  $0 < k < 1$ , удар называется не вполне упругим. При такой постановке задачи длительность удара считается равной нулю, поэтому предполагается, что скорости соударяющихся материальных точек изменяются мгновенно. Во всех случаях, кроме случая точного равенства ( $k=1$ ) при соударении происходит мгновенная потеря кинетической энергии.

Мерой динамического взаимодействия соударяющихся материальных точек служит мгновенный ударный импульс. Понятие о таком импульсе можно получить следующим образом. Сначала рассмотрим кратковременную силу взаимодействия тел, когда длительность удара мала, но в то же время является конечной величиной. В таком случае импульс силы вычисляется по формуле

$$S = \int_{t_1}^{t_2} F(t) dt ,$$

где  $F(t)$  – ударная сила,  $t_1$  и  $t_2$  - моменты времени, которые соответствуют началу и концу удара.

Последнее выражение можно переписать в формуле:

$$S = F_{cp} \cdot (t_2 - t_1), \quad (28)$$

где  $F_{cp}$  – среднее значение силы за время удара.

Далее рассмотрим предельный переход к случаю, когда  $F_{cp}$  неограниченно возрастает, а множитель  $(t_2 - t_1)$  неограниченно убывает, при этом их произведение сохраняется неизменным. Полученная таким образом ударная сила оказывается бесконечно большой.

В случае силы  $F(t)$ , которая действует на частицу массы  $m$ , которая движется по прямолинейной траектории, интегрирование уравнения второго закона Ньютона дает  $F(t) = m\dot{V}(t) = \frac{d}{dt}(mV(t))$ , что приводит к

$$S = \int_{t_1}^{t_2} \frac{d}{dt}(mV(t)) dt = mV(t_2) - mV(t_1). \quad (29)$$

Следовательно, импульс силы равен изменению импульса частицы. Таким образом, если изменения импульса частицы – единственный рассматриваемый эффект, то необходимо знать только импульс силы. Ни точный вид функции  $F(t)$ , ни даже точное значение временного интервала, в течении которого она действует, не существенны.

Математической моделью неизвестной в деталях силы  $F(t)$  может служить некоторая сила, которая имеет тот же самый импульс. Предположим для простоты, что сила  $F(t)$  имеет импульс  $I$  и действует в течении некоторого краткого временного интервала, который начинается в момент  $t = a \geq 0$ . Выберем фиксированное число  $\varepsilon > 0$ , которое изображает длину этого временного интервала, и заменим силу  $F(t)$  конкретной функцией  $f$ , которая

$$f_{a,\varepsilon}(t) = \begin{cases} \frac{1}{\varepsilon}, & \text{если } a \leq t < a + \varepsilon \\ 0 & \text{в противоположном случае.} \end{cases}$$

При таком определении функции  $f_{a,\varepsilon}(t)$  ее импульс равен

$$S = \int_a^{a+\varepsilon} f_{a,\varepsilon}(t) dt = \int_a^{a+\varepsilon} \frac{1}{\varepsilon} dt = 1.$$

График импульсной функции  $f_{a,\varepsilon}(t)$  показан на рис. 3. Следовательно,  $f_{a,\varepsilon}(t)$  есть единичный импульс (дельта-импульс) независимо от числа  $\varepsilon$ . Так как точный временной интервал, в течении которого действует сила, оказывается не существенным, то можно говорить о мгновенном импульсе, который происходит точно в момент времени  $t=a$ .

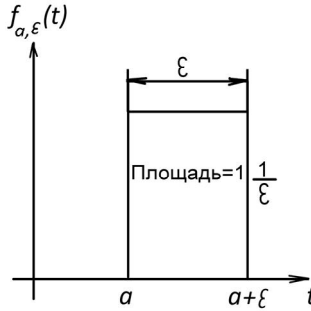


Рис. 3. График импульсной функции  $f_{a,\epsilon}(t)$

Смоделировать такой мгновенный единичный импульс (дельта-импульс) можно, взяв предел при  $\epsilon \rightarrow 0$  и таким образом определить

$$\delta_a(t) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} f_{a,\epsilon}(t),$$

где  $a \geq 0$ .

Следовательно

$$\int_0^{\infty} \delta_a(t) dt = 1 \quad (30)$$

и

$$\delta_a(t) = \begin{cases} +\infty, & \text{если } t = a. \\ 0, & \text{если } t \neq a \end{cases} \quad (31)$$

Дельта функцию ввел в начале 1930-х годов английский ученный в области теоретической физики П. А. М. Дирак.

Преобразование Лапласа дельта-функции (изображение по Лапласу) определяются равенством

$$L\{\delta_a(t)\} = e^{-as} \quad (a \geq 0). \quad (32)$$

Пусть на механическую систему, которая описывается уравнением (27), в момент  $t=a$  действует единичный импульс. Заменяем функцию  $Q(t)$  дельта-функцией  $\delta(t)$ . Получаем уравнение

$$m\ddot{x} + \mu\dot{x} + cx = \delta_a(t). \quad (33)$$

Для его решения воспользуемся методом преобразования Лапласа [8, 9]. Пользуясь линейностью преобразования Лапласа и выполняя его отдельно для каждого члена уравнения (33), т.е. взяв изображение по Лапласу каждого члена уравнения, получим уравнение такого вида:

$$mL\{\ddot{x}(t)\} + \mu L\{\dot{x}(t)\} + cL\{x(t)\} = L\{Q(t)\}. \quad (34)$$

Преобразование второй производной дает

$$L\{\ddot{x}(t)\} = s^2 \cdot X(s) - s \cdot x(0) - \dot{x}(0),$$

где  $x(0)=x_0$  и  $\dot{x}(0)=V_0$  (начальные условия, задача Коши).

Для первой производной имеем



$$L\{\dot{x}(t)\} = s \cdot X(s) - x(0) \text{ и } L\{x(t)\} = X(s),$$

где  $x(s)$  обозначает преобразование Лапласа (изображение по Лапласу) неизвестной функции  $x(t)$ .

Преобразованное уравнение имеет такой вид:

$$m[s^2 \cdot X(s) - x(0) - \dot{x}(0)] + \mu[s \cdot X(s) - x(0)] + c \cdot X(s) = L\{Q(t)\}. \quad (35)$$

В случае удара (при импульсных нагрузках) под силой  $Q(t)$  необходимо понимать ударную силу и для правой части уравнения (34) пользоваться преобразованием (32).

В результате преобразования Лапласа мы получим вспомогательное алгебраическое уравнение. Затем необходимо найти решение преобразованного уравнения и из них при помощи обратного преобразования Лапласа получить решение заданного дифференциального уравнения.

Рассмотренный в настоящей статье подход к исследованию колебаний машин и их деталей позволяет изучить влияние на этот процесс различных факторов: характеристик демфера (вязкого трения), жесткости системы и, что очень важно, формы и частоты ударных импульсов.

Анализ полученных нами результатов численных расчетов позволяет сделать следующие **выводы**.

1. При малом вязком трении действие ударного импульса приводит к мгновенному увеличению ( $\approx$  в 2 раза) амплитуды колебаний.
2. Изменяя форму импульса можно получить различного вида колебания.
3. Представление ударного импульса с помощью  $\delta$ -функции позволяет учесть распределение импульсов как по величине так их воздействие на систему.

#### *Список литературы*

1. Рудь Ю.С., Радченко И.С., Белоножко В.Ю. Расчет собственных частот, продольных и поперечных удлинений болтов при колебаниях // Разработка рудных месторождений. – Вып. 90. – Кривой Рог. – 2006. – С. 162-167.
2. Белоножко В.Ю. Теоретические исследования вынужденных колебаний резьбовых соединений горных машин // Разработка рудных месторождений. – Вып. 90. – Кривой Рог. – 2006. – С. 167.
3. Рудь Ю.С., Радченко И.С., Белоножко В.Ю., Ткаченко А.С. Теория колебаний механических систем с кинематическим возбуждением и ее применение к движению карьерных самосвалов // Восточно-европейский журнал передовых технологий. – Вып. 2/9 (44). – 2010. – С. 32-38.
4. Рудь Ю.С., Радченко И.С., Белоножко В.Ю. Исследование поперечных колебаний карьерного самосвала, вызванных неровностями дорожного полотна // Наукові праці Донецького національного технічного університету. – Вип. 18 (172). – Донецьк. – 2010. – С. 234-241.
5. Рудь Ю.С., Радченко И.С., Белоножко В.Ю., Ткаченко А.С. Теория движения карьерных самосвалов по технологическим дорогам без специальных покрытий // Восточно-европейский журнал передовых технологий. – Вып. 5/5 (47). – 2010. – С. 32-38.
6. Rud Yu.S., Radchenko I.S., Belonozko V.Yu., Tkachenko A.S. Theory of wear of details of machines, founded on the uses of laws of co-operation of atom in crystalline grate of metals // Nauka i studia. NG (18). – 2009. – P. 13-21.

7. Рудь Ю.С., Кузміч С.М., Радченко І.С. Теорія удару. –Кривий Ріг, Мінерал. –1997. –64 с.
8. Понтрягин Л.С. Обыкновенные дифференциальные уравнения. –М.: Наука. –543 с.
9. Степанов В.В. Курс дифференциальных уравнений. –М.: Наука. 1966. –640 с.

УДК 621;517

С.В. ПОВАР, канд. пед. наук, доц., Криворізький технічний університет

## ПОШУК АДЕКВАТНИХ МАТЕМАТИЧНИХ МОДЕЛЕЙ ВИПАРОВУВАННЯ БЕНЗИНУ ПРИ ЙОГО ЗБЕРІГАННІ

У статті з'ясується (емпірично і теоретично), що річні втрати бензину ( $\Delta V_6$ ) внаслідок зберігання в резервуарі прямо пропорційні об'єму газового простору над бензином ( $V_n$ ) з коефіцієнтом  $k_1=1/40$  для середньої кліматичної зони і  $k_2=1/30$  - для південної. Наведено 4 графіка.

В статтє выясняется (эмпирически и теоретически), что годовые потери бензина ( $\Delta V_6$ ) при хранении в резервуаре прямо пропорциональны объёму газового пространства над бензином ( $V_n$ ) с коэффициентом  $k_1=1/40$  для средней климатической зоны и  $k_2=1/30$  -для южной. Приведены 4 графика.

**Проблема та її зв'язок з науковими і практичними задачами.** Втрати бензину від випаровування – це не тільки матеріальні втрати, а й руйнування біосфери Землі. Пошук і розгляд математичних моделей процесу випаровування бензину з резервуара, на нашу думку, буде корисним принаймні в освітньому середовищі та технічних розрахунках.

**Постановка задачі.** Огляд літератури з ресурсозбереження на АТП показав, що питання випаровування бензину з резервуарів має бути розкрито повніше. Зокрема, на основі дослідних даних, наведених у підручнику [1, с.210], доцільно зробити ряд узагальнень. У підручнику матеріал подається в цілому з глибоким знанням цієї дисципліни. На вказаній сторінці наводиться наступна інформація: „Дослідженнями доведено, що річні втрати бензину від випаровування з резервуарів, заповнених паливом на 20 %, у 33-34 рази більші, ніж у заповнених на 90 %. Річні втрати бензину від випаровування залежно від ступеня заповнення резервуара та кліматичної зони наведено в таблиці 1”.

Таблиця 1

Ступінь заповнення резервуара, %	Річні втрати бензину для кліматичних зон, %	
	середньої	південної
90	0,3	0,4
80	0,6	0,9
70	1,0	1,5
60	1,6	2,3
50	2,2	3,1
40	3,6	5,2
20	9,9	13,9