

теме мониторинга и диагностики вибрационного состояния вращающегося оборудования рационально управлять процессом автоматизированного диагностирования распознавания дефектов и поврежденных механического характера, исключив влияние технологических параметров.

Список литературы: 1. Шульженко Н.Г., Билетченко В.П., Метелев Л.Д., Цыбулько В.И., Ефремов Ю.Г. Ганжа А.М. Теоретические и экспериментальные исследования колебаний роторов для решения задач диагностики и повышения надежности турбоагрегатов // Надійність машин та прогнозування їх ресурсу. Доповіді міжнар.наук-техн. конф. 20 –22 вересня 2000 р. Івано-Франківськ –Яремча. Івано-Франківськ, 2000 р. С. 612–621. 2. Шульженко Н.Г., Билетченко В.П., Метелев Л.Д., Цыбулько В.И., Ефремов Ю.Г., Беспрозванный А.А., Вова Н.И., Сергеев А.П., Прудников В.И. Методическое обеспечение систем непрерывного мониторинга и анализа параметров колебаний для диагностирования вибрационного состояния роторных агрегатов // Энергетика и электрификация, № 9 (206). Киев, 2000 г. – С. 34-40. 3. Bates, D. M., & Watts, D. G. (1988). Nonlinear regression analysis and its applications. New York: Wiley. 4. Seber, G. A. F., Wild, C. J. (1989). Nonlinear regression. New York: Wiley. 5. Вибрации в технике: Справочник. В 6-ти т./Ред. совет: В.Н. Челомей (пред.). – М.: Машиностроение, 1981 – Т.5. Измерения и испытания. – Под ред. М.Д. Генкина. 1981. 496 с. 6. Щиголов Б.М. Математическая обработка наблюдений. – М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1960.-344 с. 7. Таблицы математической статистики. Большев Л.Н., Смирнов Н.В. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1983. – 416 с.

Поступила в редколлегию 09.02.2001

УДК 531.01

П.М.ЗАЙКА, докт.техн.наук, академик УААН;
В.И.МЕЛЬНИК, канд.техн.наук; **А.И.АНИКЕЕВ**; ХГТУСХ

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ЗАКОНА ДВИЖЕНИЯ КОМКОВ ОРГАНИЧЕСКИХ УДОБРЕНИЙ В ПРОЦЕССЕ ИХ ПОЛЕТА ПОСЛЕ ВЫБРОСА РОТОРНЫМ РАБОЧИМ ОРГАНОМ

Пропонується методика визначення параметрів закону руху по експериментальним траєкторіям вільного лету комків органічних добрив після їх викидання робочими органами роторного типу.

Предполагая конечной целью моделирование процессов распределения органических удобрений рабочими органами роторного типа, была поставлена промежуточная задача — “изучение законов движения комков органических удобрений в процессе их полета после выброса упомянутыми рабочими органами”. Конструкцию этих рабочих органов и принцип их работы не рассматриваем.

Решение будем искать путем анализа и сравнения известных моделей [1 – 5] свободного движения материальной частицы M конечно малых размеров массой m в спокойной изотропной газообразной среде, характеризующейся плотностью ρ , с имеющимися экспериментальными данными (рис. 1) [1].

В отношении силы сопротивления среды R_c обычно считают, что ее величина пропорциональна модулю ϑ линейной скорости \vec{v} , возведенного в целую степень $a \in \{0, 1, 2, \dots\}$ [1 – 5].

$$\vec{R}_c = -\gamma mg \vartheta^{a-1} \vec{v}, \quad (1)$$

где

$$\gamma = \varepsilon \rho F / 2mg \quad \text{или} \quad \gamma = k_n / g \quad (2)$$

g — модуль вектора \vec{g} ускорения свободного падения; F — площадь проекции частицы M на перпендикулярную к вектору \vec{v} плоскость; $\varepsilon = \varepsilon(\Re_c)$ — коэффициент сопротивления, зависящий от величины числа Рейнольдса \Re_c [2]; k_n — коэффициент парусности [3, 4].

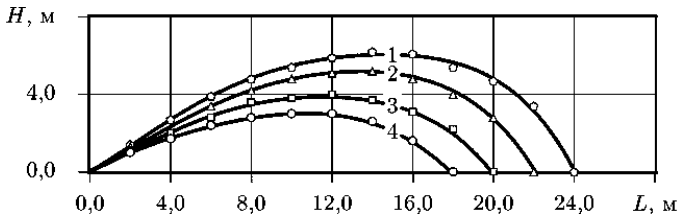


Рис. 1. Экспериментальные траектории полета частиц удобрений для различных начальных условий [1].

Теперь предположим, что показатель степени a не является постоянным и зависит от модуля ϑ линейной скорости $a = a(\vartheta)$, и ниже покажем, как, имея экспериментальные (рис. 1) траектории движения частицы M , можно восстановить функцию $a(\vartheta)$. Разумеется, применительно к конкретному материалу, размеру и форме частиц, траектории полета которых известны и использовались в расчетах.

Задачу решаем в неподвижной декартовой системе координат OXY . Ее точка приложения совпадает с таковой для вектора \vec{v}_0 — начальной линейной скорости частицы M . Ось ординат (OY) параллельна вектору \vec{g} , а ось абсцисс (OX) и вектор \vec{v}_0 лежат в одной плоскости и ориентированы в одну сторону. Тогда x и y — координаты текущего положения частицы M , которые, в частности, могут рассматриваться как функции времени $x = x(t)$, $y = y(t)$ и вместе являют собой параметрическое уравнение траектории. Угол между вектором \vec{v} или касательной к траектории полета и осью абсцисс обозначим $\beta = \beta(t) = \arctan(dy/dx)$. С течением времени $t \in [t_0, \infty]$ угол β монотонно убывает ($\beta_0 \geq \beta(t) \geq -\frac{1}{2}\pi$). Тут t_0 — время на момент начала движения, а $\beta_0 = \beta(t_0)$ — угол начала движения или отрыва. Возможный интервал значе-

ний β_0 , составляет — $\beta_0 \in \left[+\frac{1}{2}\pi, -\frac{1}{2}\pi\right]$.

Применив методику из работы [5], получаем систему скалярных уравнений

$$\begin{cases} \frac{d\vartheta}{dt} = -g \sin \beta - \gamma g \vartheta^a; \\ \vartheta^2 = rg \cos \beta, \end{cases} \quad (3)$$

где скорость ϑ и угол β рассматриваются как функции времени, а $r = -\vartheta dt/d\beta$ — радиус кривизны траектории, причем $r > 0$ всегда, поскольку $\vartheta > 0$ и $dt > 0$, в то время как $d\beta < 0$. Система (3) приводится к одному дифференциальному уравнению [5]

$$\frac{d\vartheta}{d\beta} - \vartheta \tan \beta = \frac{\gamma}{\cos \beta} \vartheta^{a+1}. \quad (4)$$

Памятуя о том, что в общем случае показатель степени a есть произвольная функция скорости ϑ , то есть $a = a(\vartheta)$, последнее уравнение (4) назовем *обобщенным уравнением свободного движения материальной точки в изотропной газообразной среде*. Его вывод практически полностью повторяет случай, когда $a = 2 = \text{const}$ [5]. Если a целое фиксированное число, отличное от нуля и единицы, в математике уравнение (4) именуют дифференциальным уравнением Бернулли [5–7].

Для любого фиксированного $a = a^*$, где a^* — не обязательно целое, можно провести линеаризацию системы (4) [5–7] и далее получить ее решение. В общем виде такое решение (для дробных a^*) не может быть проинтегрировано [6, 7] и поэтому, ориентируясь на численные методы, записываем его через определенный интеграл

$$\vartheta(\beta, a^*) = \frac{1}{\cos \beta} \left\{ (\vartheta_0 \cos \beta_0)^{-a^*} - a^* \gamma \int_{\beta_0}^{\beta} \frac{d\beta}{\cos^{a^*+1} \beta} \right\}^{-1/a^*}. \quad (5)$$

Путем численного решения было показано, что для $a^* > 0$ существует предел

$$\vartheta_{кр} = \lim_{\beta \rightarrow -\frac{1}{2}\pi} \vartheta(\beta, a^*) = \gamma^{-1/a^*}. \quad (6)$$

Для любого $a^* > 0$ справедливо параметрическое уравнение траектории полета в виде двух дифференциальных уравнений [5]

$$dy = \vartheta \sin \beta dt, \quad dx = \vartheta \cos \beta dt, \quad (7)$$

или их интегральной формы [5]

$$y = -\frac{1}{g} \int_{\beta_0}^{\beta} \vartheta^2 \tan \beta d\beta, \quad x = -\frac{1}{g} \int_{\beta_0}^{\beta} \vartheta^2 d\beta. \quad (8)$$

В первом (7) случае параметр — время t . Во-втором (8) — угол β .

Используя интегралы координат (8) и выражение скорости (5), путем их численного интегрирования, например, методом парабол Симпсона [8], можно убедиться, что величина показателя степени $a = a^*$ существенно влияет на скоростной режим и дальность полета. По скорости движения это влияние сильнее всего проявляется на ниспадающей ветви траектории, когда $\beta < 0$. А дальность полета меняется в несколько раз, если a^* пробегает интервал $a^* \in [1,2]$. В процессе расчетов авторами было принято: $v_0 = 20,0$ м/с; $\gamma = 0,01$; $\beta_0 \in \{\pi/12, \pi/6, \pi/4, \pi/3\}$.

Далее была предпринята попытка путем численных расчетов подобрать такие параметры a^* и γ , которые дадут возможность максимально точно повторить экспериментальную траекторию 4 (рис. 1). Для последней известны начальная скорость $v_0 = 25,116$ м/с и угол начала движения $\beta_0 = 0,463648$. В качестве критерия степени соответствия экспериментальной и расчетной траекторий использовалась сумма квадратов отклонений Ω экспериментальных точек от расчетной кривой. Чем меньше Ω , тем выше соответствие между траекториями. В расчетах был пройден интервал $a^* \in [0,3]$ и построены графики (рис. 2). Установлено, что с увеличением показателя степени a^* сумма квадратов отклонений Ω уменьшается, а, значит, увеличивается соответствие между траекториями. На рисунке изображены также кривые наиболее подходящих значений коэффициента пропорциональности γ и соответствующей ему и a^* — критической скорости $v_{кр}$. Но, несмотря на значительное соответствие между траекториями (для $a^* = 3,0$ и $\gamma = 0,00041875$ сумма квадратов отклонений Ω составляет 0,0642502), глобальный минимум Ω не обнаружен. Следовательно, нет оснований полагать, что параметры a^* и γ полета комков органических удобрений найдены.

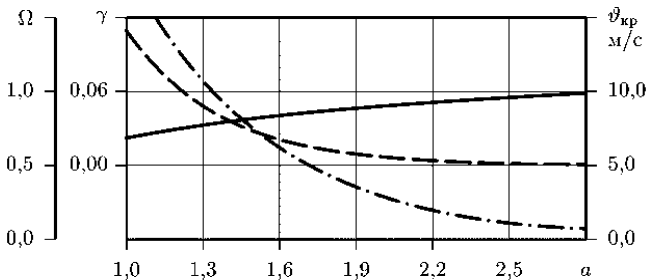


Рис. 2. Степень не согласия (—·—) Ω экспериментальной и расчетной траекторий полета частицы M . (— —) — лучшее по степени согласия значение коэффициента γ (2). Критическая скорость $v_{кр}$ (—) частицы в зависимости от показателя степени

$a = a^*$. Начальные данные: $v_0 = 25,116$ м/с, $\beta_0 = 0,463648$.

Подтверждает этот тезис (рис. 3). На нем на расчетные траектории, соответствующие $a^* = 2$ и $\gamma = 0,00694141$ наложены точки экспериментальных данных из рис. 1. Поскольку в отличие от траектории № 4, для которой известны все начальные условия $v_0 = 25,116$ м/с и $\beta_0 = 0,463648$, а для остальных есть только значения начального угла β_0 [1], то для них наиболее подходящие значения v_0 были найдены расчетным путем, минимизировав функцию Ω . Случай когда $a^* = 3$ и $\gamma = 0,00041875$ был отвергнут, поскольку, применительно к кривым № 1, и 2 наиболее подходящие значения начальной скорости v_0 превысили возможные в эксперименте значения.

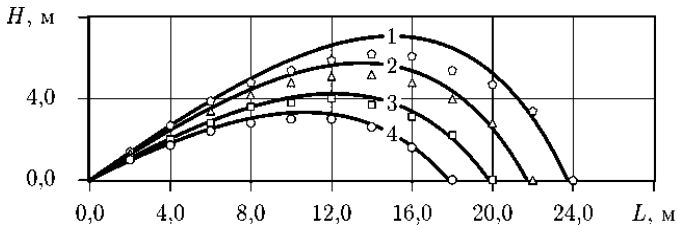


Рис. 3. Расчетные траектории полета частицы: $\gamma = 0,00694141$; $a^* = 2,0$; $v_0 \in \{35,5438; 31,1201; 28,0313; 25,116\}$ м/с; $\beta_0 = \{0,610726; 0,576375; 0,502843; 0,463648\}$; $\Omega \in \{4,31577; 1,96147; 0,426255; 0,288993\}$. Номера кривых соответствуют рис. 1 и порядку следования элементов множеств.

Визуальная оценка расчетных траекторий (рис. 3) показывает, что, несмотря на малые значения сумм квадратов отклонений Ω , например, для кривой № 4 $\Omega = 0,288993$, налицо закономерное несовпадение экспериментальных точек с расчетными кривыми. Уровень несогласованности растет с увеличением значения начального угла β_0 . Следовательно, в общем случае показатель степени a^* не остается фиксированным и меняется соразмерно скорости движения. Т.е. замену $a = a^* = \text{const}$ можно рекомендовать только в случае настильного полета [3]. Существование аналитического представления (6) предела линейной скорости $v_{кр}$, а также методик [3, 4] по определению $v_{кр}$ на вопрос о том, какой является функция $a(v)$, ответа не дает. Из выражения (6) и соответствующего ему рис. 4 вытекает, что каждому значению $v_{кр}$ соответствуют бесконечное множество пар значений $a = a^*$ и γ . По этому для поиска $a(v)$ используем сами экспериментальные траектории (рис. 1).

Выполним полиномиальную аппроксимацию совокупностей экспериментальных точек траекторий $y = y(x)$ из рис. 1

$$y = Y_j(x) = \sum_{i=0}^5 A_i x^i, \quad (j = 1, 2, 3, 4), \quad (9)$$

где A_i — коэффициенты полинома; j — номер траектории. Далее, предполагая второе уравнение системы (3), применив (9) запишем

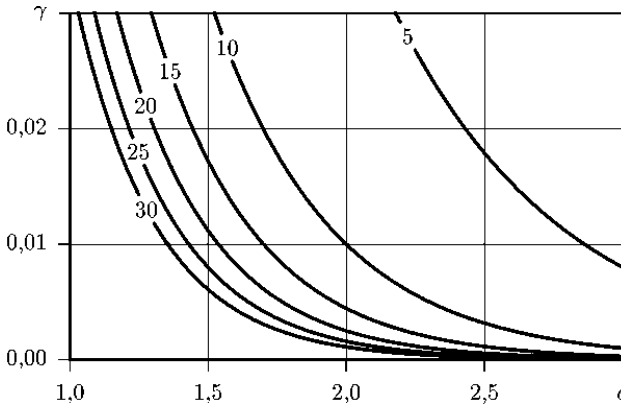


Рис. 4. Расчетные изолинии (значения 5, 10, 15, 20, 25 и 30) критической скорости v_{cp} (м/с) в пространстве переменных γ и a .

$$r = \frac{(1 + (Y_j')^2)^{3/2}}{|Y_j''|}, \quad \cos \beta = (1 + (Y_j')^2)^{1/2}, \quad (10)$$

и далее уравнение скорости v , как функции абсциссы (табл. 1)

$$v = v(x) = g \left(\frac{1 + (Y_j')^2}{|Y_j''|} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Таблица 1

Расчетные (по формуле (11)) значения скорости движения v (м/с) комков удобрений в зависимости от удаления (значение абсциссы x (м)) от исходной точки, применительно к экспериментальным траекториям рис. 1

Номер траектории	Значение абсциссы x												
	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
1	10,96	35,50	17,74	13,52	12,53	12,79	13,57	13,54	11,74	9,42	8,03	8,08	9,54
2	11,30	32,04	19,24	14,42	13,10	12,71	12,28	11,15	9,56	8,38	8,25	9,31	
3	11,09	54,66	16,40	13,15	12,49	12,58	12,24	10,78	9,02	8,12	8,54		
4	25,16	19,15	16,68	15,05	13,52	11,91	10,40	9,27	8,81	9,16			

Примечание: число — значения, не подчиняющиеся физическому смыслу.

Из табл. 1 видно, что полученные цифры корректно отображают по меньшей мере качественную сторону изучаемого процесса. Исключение составляет начало полета (до 2 м по абсциссе), где результаты расчетов (в рамках) явно противоречивы. Но, тем не менее, если известна ϑ_0 , то, подкорректировав положение первой точки, можно добиться соответствия скоростей и в начале движения. Для оценки точности выражения (11) скорости ϑ использовали расчетные траектории, для которых известны все параметры полета в любой момент времени (рис. 5). Установлено, что для низких траекторий, когда $\beta_0 \leq \pi/4$ (кривые № 1), выражение (11) применимо без ограничений. Если $\beta_0 \geq \pi/4$, то приемлемая точность определения скорости ϑ приходится лишь на “сердину” траектории, т.е. окрестности точки ее максимальной кривизны. Причиной тому — высокие требования на точность аппроксимации, вплоть до второй производной Y_j'' , что тем меньше вероятно, чем больше $\beta_0 > \pi/4$. Обойти эту проблему можно, применив метод скользящей аппроксимации, предполагающий аппроксимацию не всей траектории целиком, а лишь ее коротких участков, границы которых затем перемещают. Значения скорости, полученные таким путем на рис. 5 помечены знаком “+”. Точность этого метода меньше зависит от формы траектории.

Теперь скорость ϑ представим как сложную функцию $\vartheta = \vartheta(x(t))$ и учитывая, что $\frac{d}{dt}\vartheta = \frac{d}{dx}\vartheta \frac{d}{dt}x$, перепишем первое уравнение системы (3)

$$\gamma \vartheta^a = -\frac{1}{g} \frac{d\vartheta}{dx} \frac{dx}{dt} - \sin \beta. \quad (12)$$

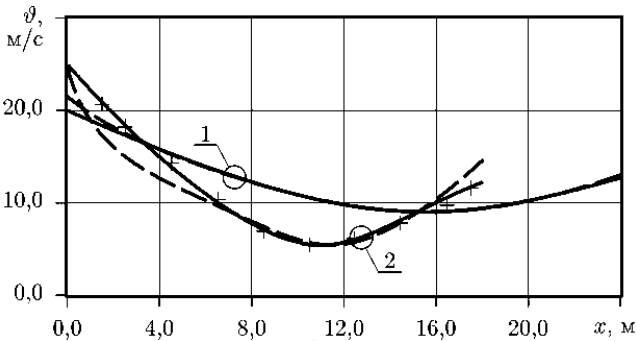


Рис. 5. График скорости движения $\vartheta = \vartheta(x)$, рассчитанной (—) в соответствии с выражениями (8) и (5), а также восстановленной (— —) по траектории движения с использованием аппроксимации точек всей траектории по выражениям (9), (11). “+” — значения ϑ в конкретных точках, восстановленные путем скользящей аппроксимации. Начальные данные: графики № 1 — $\vartheta_0 = 20,0$ м/с, $\beta_0 = \pi/4$, $\gamma = 0,01$,

$a^* = 1,5$; графики № 2 — $\vartheta_0 = 25,0$ м/с, $\beta_0 = \pi/3$, $\gamma = 0,01$, $a^* = 1,75$.

Поскольку интересует $a(\vartheta)$, то все другие компоненты уравнения (12) выразим через полином (9) и его производные. Сначала выражение скорости ϑ (11) дифференцируем по x . А затем во второе уравнение (7) подставляем ϑ (11) и $\cos \beta$ (10).

$$\frac{d\vartheta}{dx} = \left(\frac{g|Y_j''|}{1+(Y_j')^2} \right)^{1/2} \left\{ Y_j' - \frac{(1+(Y_j')^2)Y_j'''}{2(Y_j'')^2} \right\}, \quad \frac{dx}{dt} = \left(\frac{g}{|Y_j''|} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

Теперь, используя (10), записываем выражение для $\sin \beta$

$$\sin \beta = Y_j' [1 + (Y_j')^2]^{-1/2} \quad (14)$$

и выполняем подстановку синуса (14) и производных (13) в уравнение (12). После нескольких формальных преобразований имеем

$$\gamma \vartheta^a = \frac{(1+(Y_j')^2)^{1/2} Y_j'''}{2(Y_j'')^2} - \frac{2Y_j'}{(1+(Y_j')^2)^{1/2}}. \quad (15)$$

Чтобы решить уравнение (15) относительно a его сначала логарифмируем, а затем подставляем выражение скорости ϑ (11)

$$\gamma \vartheta^a = \ln \left\{ \frac{(1+(Y_j')^2)^{1/2} Y_j'''}{2(Y_j'')^2} - \frac{2Y_j'}{(1+(Y_j')^2)^{1/2}} \right\} / \ln \left\{ g \left(\frac{1+(Y_j')^2}{|Y_j''|} \right)^{1/2} \right\}. \quad (16)$$

Таблица 2

Расчетные значения скорости движения ϑ (11) и показателя степени a (16) для различных значений абсциссы x , (траектория № 4 рис. 1)

x (м)	0,0	2,0	4,0	6,0	8,0	10,0	12,0	14,0	16,0	18,0
ϑ (м/с)	25,16	19,15	16,16	15,05	13,52	11,92	10,40	9,27	8,81	19,6
a при $\gamma = 0,5 \times 10^{-1}$	1,680	1,223	0,795	0,694	0,923	1,130	1,300	1,463	1,597	1,647
a при $\gamma = 0,1 \times 10^{-1}$	2,179	1,768	1,367	1,288	1,542	1,780	1,987	2,186	2,337	2,373
a при $\gamma = 0,1 \times 10^{-2}$	2,893	2,548	2,185	2,137	2,426	2,709	2,971	3,220	3,395	3,413
a при $\gamma = 0,5 \times 10^{-3}$	3,108	2,783	2,431	2,393	2,692	2,989	3,266	3,531	3,713	3,726

Теперь для каждого значения абсциссы (x) и скорости ϑ (табл. 1), применительно к траектории № 4 ($j = 4$), по (16) просчитаем значение показателя степени a (табл. 2). Полученные цифры не полностью согласуются с известными утверждением — чем больше скорость движения ϑ , тем больше значение показателя степени a . В конце траектории падение скорости ϑ сопровождается ростом a . Проблема — в неточности аппроксимации экспериментальной траектории посредством полинома (9). Требования на точность ап-

проксимации, а в идеале интерполяции, у выражения (16) для показателя степени a , из-за третьей производной Y_j''' , существенно выше. Далее мы не будем останавливаться на разработке и выборе специальных методов интерполяции, а решим проблему путем вычислительного эксперимента.

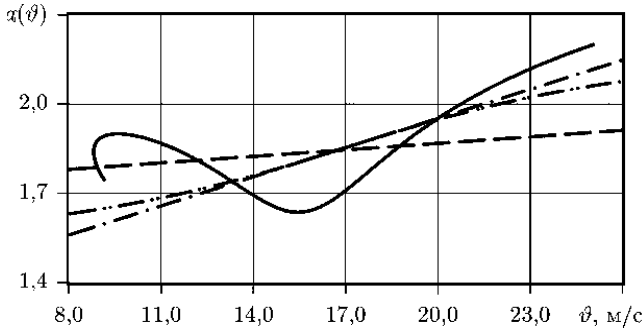


Рис. 6. График (—) показателя степени $a(\vartheta)$, рассчитанного методом последовательного приближения (для траектории № 4, рис. 1). Начальные данные: $\vartheta_0 = 25,116$ м/с; $\beta_0 = 0,4636$; $\gamma = 0,01$. (— —) — результат линейной аппроксимации по выражению (17) ($C_{a0} = 1,722244$; $C_{a1} = 0,007297$) оригинальной функции $a(\vartheta)$. (— · —) — функция $a(\vartheta)$ (17), скорректированная на максимум соответствия экспериментальной кривой № 4 ($C_{a0} = 1,299$, $C_{a1} = 0,032644$, $\Omega = 0,0481452$). (— · · —) — кривая $a(\vartheta)$ (18), в максимальной степени приближающая все экспериментальные траектории ($C_{a0} = 1,299$; $C_{a1} = 0,032644$; $V_{cp} = 17,0$; $D_\vartheta = 0,0$; $K_x = 8,1875$; $\Omega = 0,052476$ — для траектории № 4).

Метод последовательного приближения. Рассматриваем траекторию № 4. Опираясь на выводы по рис. 4, касательно того, что любому значению критической скорости $\vartheta_{кр}$ соответствует бесконечное множество значений пар a^* и γ , выберем фиксированное $\gamma = 0,01$. Возможный интервал изменения угла $\beta \in [\beta_0, -\pi/2]$. Разбиваем его на множество элементарных участков $\Delta\beta$. Для первого из них известны β_0 , и ϑ_0 . Затем, используя параметрическое уравнение траектории полета (8) и скорости (5), подбираем такое значение a для которого, соответствующие $\Delta\beta$ приращения абсциссы Δx и ординаты Δy максимально точно удовлетворяют аппроксимационный полином (9). Далее рассчитываем ϑ (5) и $\beta = \beta_0 + \Delta\beta$. Эти новые ϑ и β в следующей итерации принимаем в качестве начальных ϑ_0 и β_0 . Итерации продолжаем, пока $y \geq 0$. По найденным значениям ϑ и a строим график (рис. 6) функции $a(\vartheta)$ (сплошная линия). Полагая, что значительная кривизна графи-

ка $a(\vartheta)$, опять таки связана с погрешностями аппроксимации, ведь на всю траекторию № 4 известно только 10 точек, аппроксимируем эту функцию прямой

$$a = C_{a0} + C_{a1}\vartheta \quad (17)$$

где C_{a0} и C_{a1} — постоянные коэффициенты ($C_{a0} = 1,722244$; $C_{a1} = 0,007297$). Далее значения этих коэффициентов оптимизируем по критерию Ω . В процессе оптимизации значения $C_{a0} \in [0,5; 2]$ с мелким шагом перебирались в цикле и каждому из них подбиралось такое значения второго коэффициента C_{a1} , для которого достигается минимум Ω . Одновременно рассчитывали и критическую скорость $\vartheta_{кр}$. Из полученных кривых (рис. 7), следует, что абсолютный оптимум существует. На это указывает явно выраженный минимум критерия $\Omega = \Omega(C_{a0}, C_{a1}(C_{a0}))$. Ему соответствуют: $C_{a0} = 1,299$; $C_{a1} = 0,032644$; $\Omega = 0,0481452$.

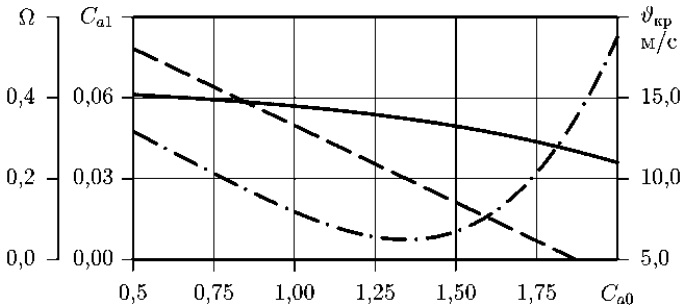


Рис. 7. Степень несогласия экспериментальной и расчетной траекторий полета частицы $M((-\cdot-))$ — сумма квадратов отклонений Ω ; лучшее по степени согласия значение коэффициента C_{a1} (---) и критическая скорость $\vartheta_{кр}$ (—) частицы в зависимости от величины C_{a0} . Все применительно к линейному уравнению (17) показателя степени $a(\vartheta)$. Начальные данные: $\vartheta_0 = 25,116$ м/с; $\beta_0 = 0,4636$; $\gamma = 0,01$.

Теперь, используя полученные значения коэффициентов C_{a0} , C_{a1} и применив выражение для показателя степени a (17), скорости ϑ (5) и координат (8), строим (рис. 8) расчетные аналоги экспериментальных траекторий № 1 – 4 из рис. 1. При этом, учитывая, что начальная скорость ϑ_0 известна только касательно траектории № 4, для остальных ϑ_0 подбираем в соответствии с уже описанной выше методикой, минимизировав Ω . Даже визуальная оценка кривых № 3 и 4 (соответственно, $\Omega = 0,131447$ и $0,0481452$) позволяет заключить, что для них линейная функция показателя степени $a(\vartheta)$ (17) вполне корректно отражает реальный процесс. Для остальных кривых этого сказать нельзя, поскольку по дальности полета они вообще не достигают экспе-

риментальных отметок. Причин тут несколько: во-первых, возможно, что линейная функция $a(\vartheta)$ (17) достаточно адекватно отражает реальный процесс только в ограниченном диапазоне скоростей, которому соответствуют кривые 3 и 4; а, во-вторых, экспериментальные данные по остальным траекториям возможно не столь точны, как необходимо. Проблема в пластичности материала, полет которого изучается, и в том, что характер предваряющего отрыв движения комка удобрений по лопатке ротора для различных кривых не одинаков. Для нижней траектории (№ 4) предваряющего отрыв, скользящего движения вообще нет. Чем меньше номер кривой, тем больше участок скольжения. В силу пластичности материала в процессе такого скользящего движения комок вытягивается и затем отрывается от лопатки, ориентируясь вдоль вектора скорости отрыва \vec{v}_0 . Все это, в конечном итоге, приводит к тому, что в рассматриваемом случае можно только с некоторой натяжкой утверждать, что фиксированное $\gamma = 0,01$ в равной степени удовлетворяет все траектории (рис. 1). Но тем не менее попробуем уточнить выражение (17) для показателя степени a , расширив его применимость на более широкий диапазон скоростей.

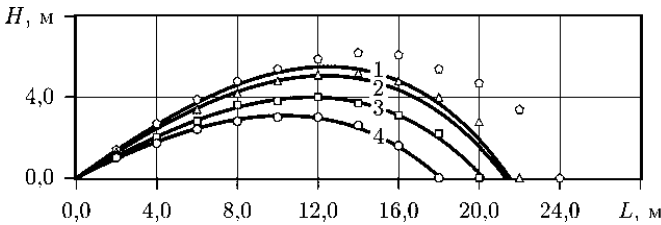


Рис. 8. Расчетные траектории полета частицы M ($a(\vartheta)$ вычисляется по формуле (17)). Начальные данные: $C_{a0} = 1,299$, $C_{a1} = 0,032644$, $\gamma = 0,01$; $v_0 \in \{51,1781; 48,7258; 34,6062; 25,116\}$ м/с; $\beta_0 \in \{0,610726; 0,576375; 0,502843; 0,463648\}$. Степень соответствия кривых $\Omega \in \{54,0354; 4,28447; 0,131447; 0,0481452\}$. Номера траекторий соответствуют рис. 1 и порядку следования значений в множествах.

Рассмотрим следующее выражение

$$a = C_{a0} + C_{a1} \left[V_{cp} + D_{\vartheta} + K_x \arctan \left(\frac{\vartheta - V_{cp}}{K_x} \right) \right] \quad (18)$$

где V_{cp} — среднее значение интервала скоростей; D_{ϑ} — смещение; K_x — коэффициент нелинейности. Оно характерно тем, что в пределах $\vartheta \in [8,26]$ м/с практически полностью совпадает с (17) (рис. 6), но чем больше удаление от середины интервала V_{cp} , тем меньше интенсивность изменения a . Параметр D_{ϑ} определяет величину смещения кривой (18) относительно своего линейного аналога (17), а коэффициент K_x регулирует линейность (18) в

окрестностях V_{cp} . Чем больше D_{ϑ} , тем выше значение a , а с ростом K_x расширяется диапазон скоростей, в пределах которых функция (18) почти линейна. Оптимизировав (по ранее описанной методике) значения параметров D_{ϑ} и K_x по критерию максимального суммарного соответствия четырех экспериментальных кривых (№ 1?–?4) расчетным (рис. 9), получаем значения: $D_{\vartheta} = 0,0$; $K_x = 8,1875$. Исходя из полученных значений сумм квадратов отклонений Ω или оценив визуально (рис. 3, 8 и 9), можно убедиться, что в наибольшей мере экспериментальным данным соответствуют кривые, рассчитанные с применением выражения (18).

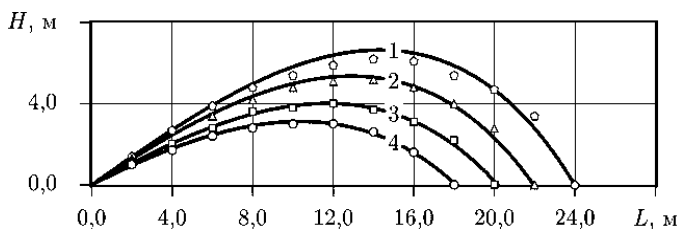


Рис. 9. Расчетные траектории полета частицы M в случае, когда показатель степени $a(\vartheta)$ вычисляется по формуле (18). Начальные данные: $C_{a0} = 1,299$; $C_{a1} = 0,032644$; $V_{cp} = 17,0$; $D_{\vartheta} = 0,0$; $K_x = 8,1875$; $\gamma = 0,01$; $\vartheta_0 \in \{49,8406; 35,8937; 30,3338; 25,116\}$ м/с; $\beta_0 \in \{0,610726; 0,576375; 0,502843; 0,463648\}$. Степень соответствия кривых $\Omega \in \{1,40333; 0,710056; 0,118162; 0,052476\}$. Номера траекторий соответствуют рис. 1 и порядку следованию значений в множествах.

Выводы

Рассмотренные методики по определению параметров свободного полета комков органических удобрений выходят за рамки частного эксперимента и могут быть применены в других подобных теоретических и практических задачах. Показано, что рассмотренные методики весьма требовательны к точности оценок экспериментальных данных (особенно в начале траектории) и самих численных методов по их обработке.

Показатель степени в выражении для определения силы сопротивления газобразной среды не остается фиксированным и меняется в функциональной связи с модулем линейной скорости тела, свободное движение которого изучается.

Применительно к частному случаю свободного движения комков органических удобрений в спокойной воздушной среде после их выброса роторным рабочим органом разбрасывателя получены аналитические выражения для показателя степени из выражения силы сопротивления среды и определены значения всех необходимых физических величин.

Список литературы: 1. Лунев Ю.И. Исследование рабочего процесса роторного разбрасывателя органических удобрений из куч: Дис.. канд. техн. наук: 05.05.11 — Харьков, 1970. — 184 с. 2.

Кузьминов В.Е. Законы и формулы физики. — К.: Наукова думка, 1989. — 864 с. 3. Воронов И.Г., Кожуховский И.Е., Колышев П.П., Павловский Г.Т. Очистка и сортирование семян. — М.: Гос. изд. сельскохозяйственной литературы, 1959. — 581 с. 4. Кленин Н.И., Сакун В.А. Сельскохозяйственные и мелиоративные машины. — М.: Колос, 1980. — 671 с. 5. Заика П.М., Мельник В.И., Анисеев А.И. Свободное движение материальной точки в спокойной изотропной газообразной среде // Динамика и прочность машин: Вестник НТУ “ХПИ”. Выпуск 25 / Харьков: ХГПУ, 2001. С. 153 – 164. 6. Пискунов Н.С. Дифференциальное и интегральное исчисления для втузов: Учеб. пособие для втузов. — 13-е изд. В двух томах. Т. 2. — М.: Наука, 1985. — 560 с. 7. Фихтенгольц Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. В трех томах. Т. 2. — СПб.: “Лань”, 1997. — 800 с. 8. Фурманов Р.И., Фурунжиев Р.И., Бабушкин Ф.М., Варавко В.В. Применение математических методов и ЭВМ: Практикум. Учеб. пособие для вузов. — Минск: “Высшая школа”, 1988. — 191 с.

Поступила в редколлегию 05.04.02

УДК 539.3

А.А.ЗОЛОЧЕВСКИЙ, д-р техн.наук; **Л.А.ЗОЛОЧЕВСКАЯ**;
Ю.С.КОЗЬМИН

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ВАРИАНТ ТЕОРИИ ПОЛЗУЧЕСТИ ПОВРЕЖДАЮЩИХСЯ СРЕД, РАЗНОСОПРОТИВЛЯЮЩИХСЯ РАСТЯЖЕНИЮ И СЖАТИЮ

Побудовано визначальні рівняння повзучості та кінетичне рівняння пошкодження для початково-ізотропних матеріалів з різним опором розтягуванню та стискуванню. Розглянуто процедуру для знаходження параметрів в запропонованій моделі. Проаналізовано різні спрощені моделі, що випливають з загальної теорії. Проведено порівняння теоретичних результатів з експериментальними даними для поздовжньої та поперечної деформацій повзучості за умов одноосного навантаження.

Исследования микроструктуры кристаллических конструкционных материалов с помощью электронного и оптического микроскопов показывают, что, даже в ненагруженном состоянии, рассматриваемые материалы содержат различные микротрещины, поры, пустоты, инородные включения и другие дефекты. Еще более сложная картина, связанная с ростом имеющихся дефектов структуры и появлением новых дефектов, замечена при нагружении материалов в условиях ползучести. При этом наблюдается зависимость в поведении микродефектов от вида нагружения. Так, при одноосном растяжении хрупких материалов происходит рост микродефектов, ориентированных перпендикулярно направлению растягивающего усилия [3-5,7,8]. С другой стороны, при одноосном сжатии наблюдается смыкание берегов и закрытие микродефектов, перпендикулярных сжимающему усилию, и рост микродефектов в направлении этого усилия [5,8]. Во многих случаях сложного напряженного состояния зарождение и рост микродефектов в хрупком материале при ползучести связаны с направлением наибольшего главного напряжения [3-5,7,8].