

УДК 533.6.013.42:518.12

ДИНАМИКА РАСКРЫТИЯ ПАРАШЮТА

**БЕЛОЦЕРКОВСКИЙ С. М., ДНЕПРОВ И. В., ПОНОМАРЕВ А. Т.,
РЫСЕВ О. В.**

Объем задач, решаемых при помощи парашютных систем различного назначения, непрерывно возрастает. Напомним, что до последнего времени в практике парашютостроения доминирующими были экспериментальные методы [1, 2]. Это связано, прежде всего, со сложностью теоретического решения подобных задач. Парашюты, как известно, изготавливаются из тканей (проницаемых или непроницаемых), обладающих значительными геометрической и физической нелинейностями, и воспринимают только растягивающую нагрузку. С точки зрения аэродинамики парашюты — это тела, обтекание которых сопровождается отрывом потока [3].

Наиболее сложным и ответственным этапом работы парашюта является процесс раскрытия, когда происходит интенсивное изменение его формы, а на него и на спускаемый объект действуют максимальные аэродинамические и инерционные нагрузки, по которым ведется расчет конструкции на прочность. В научной литературе есть лишь приближенные решения задач раскрытия парашюта [4].

В публикуемой работе процесс раскрытия парашюта изучается при помощи синтеза численных методов нелинейной аэродинамики и теории упругости, реализуемого на ЭВМ [5] и включающего совместное интегрирование уравнений нестационарной нелинейной аэродинамики и упругих соотношений типа соотношений Х. А. Рахматулина [6].

Модель отрывного обтекания строится на базе схемы идеальной жидкости и метода дискретных вихрей [7]. Местом отрыва потока считается кромка входного отверстия парашюта. Упругие соотношения интегрируются методом конечных разностей по явной схеме [8]. Аэродинамическая нагрузка находится при помощи интеграла Коши — Лагранжа с учетом предыстории обтекания и деформации парашюта. Ткань купола предполагается непроницаемой. Влиянием строп на обтекание парашюта пренебрегаем.

1. Пусть в момент времени $t=0$ начинается процесс наполнения парашюта от некоторой начальной формы (см. фиг. 1), причем R_B — радиус входного отверстия, R_0 — так называемый раскройный радиус купола. Примем, что во время наполнения парашют движется с постоянной скоростью U_0 .

Система дифференциальных уравнений, описывающая процесс раскрытия осесимметричного парашюта в условиях несжимаемой среды, содержит уравнение Лапласа для жидкости [7]:

$$\partial^2\varphi/\partial x_1^2 + \partial^2\varphi/\partial x_2^2 + (\partial\varphi/\partial x_2)/x_2 = 0 \quad (1.1)$$

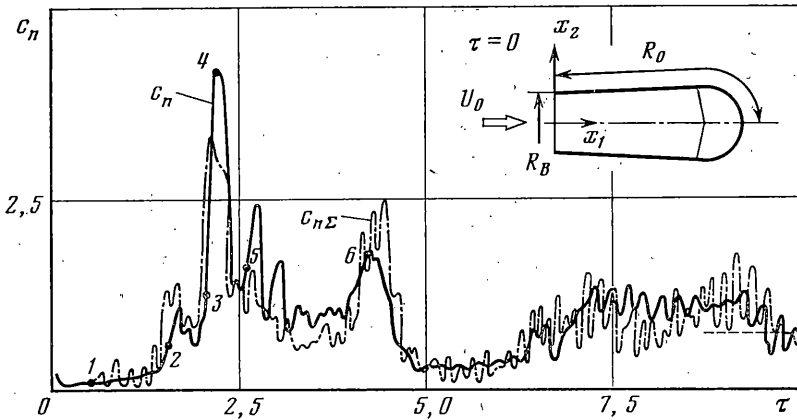
Упругие соотношения модели Х. А. Рахматулина с учетом конструкционного демпфирования и сил инерции имеют вид [6]:

$$m \frac{\partial^2 x_i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial L_0} \left(T \frac{\partial x_i}{\partial L_0} \right) - \varepsilon \frac{\partial x_i}{\partial t} - a F_i \delta \quad (i=1,2) \quad (1.2)$$

$$\sum_{i=1}^2 \left(\frac{\partial x_i}{\partial L_0} \right)^2 = 1, \quad F_1 = \frac{2\pi}{n} \Delta p x_2 \frac{\partial x_2}{\partial L_0}, \quad F_2 = -\frac{2\pi}{n} \Delta p x_2 \frac{\partial x_1}{\partial L_0}$$

где $\delta=1$ — для ленты радиального каркаса, $\delta=0$ — для стропы.

В (1.1) и (1.2) φ — потенциал возмущенных скоростей, m — погонная масса ленты радиального каркаса, L_0 — текущая лагранжева координата, T и ε — соответственно натяжение и коэффициент диссипации ленты радиального каркаса и стропы, x_i ($i=1, 2$) — координатные линии на поверхности купола (фиг. 1), Δp — аэродинамическая нагрузка, n — число строп. При нахождении функции φ дополнительно учитываются условия непротекания поверхности деформируемого купола, отсутствия перепада дав-



Фиг. 1.

лений на вихревой пелене, затухания возмущений на бесконечном удалении от тела и его следа. Принимается, что вне поверхности купола и его следа течение является безвихревым и на кромке, являющейся местом отрыва потока, выполняется гипотеза Чаплыгина — Жуковского.

Для интегрирования дифференциальных уравнений (1.2) используются граничные и начальные условия

$$\begin{aligned} x_i(t, 0) = 0 \quad (i=1, 2); \quad x_2(t, L_p + L_c) = 0, \quad (\partial x_i / \partial L_0)(t, L_p + L_c) = 0 \\ x_i(0, L_0) = x_i^\circ(L_0), \quad (\partial x_i / \partial t)(0, L_0) = u_i^\circ(L_0) \quad (i=1, 2) \end{aligned}$$

где L_c и L_p — соответственно длина стропы и длина образующей купола или ленты радиального каркаса, u_i° — начальная скорость перемещения точек парашюта. Дополнительно были добавлены условия совместности деформаций и динамического равновесия в местах прикрепления строп к кромке купола парашюта.

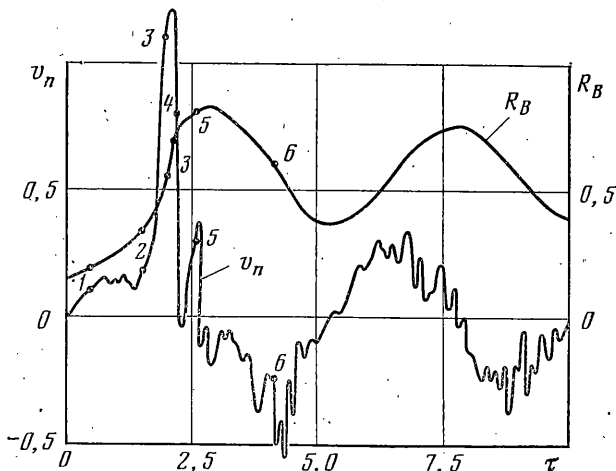
Построение алгоритма решения задачи в целом на основе методов дискретных вихрей и конечных разностей по явной схеме и способ его реализации на ЭВМ изложены в [5]. Выпишем здесь только соотношения для нахождения безразмерной аэродинамической нагрузки Δp_* ($\Delta p_* = 2\Delta p / \rho_\infty U_0^2$, ρ_∞ — плотность невозмущенного потока) и коэффициента суммарной аэродинамической силы c_n ($c_n = 2N / \rho_\infty U_0^2 S_0$, N — суммарная аэродинамическая сила, S_0 — площадь раскрытой формы купола парашюта). Они находятся по известным циркуляциям при помощи интеграла Коши — Лагранжа в безразмерном виде по формулам

$$\begin{aligned} \Delta p_*(x_{1*}, x_{2*}, \tau) = \\ = 2[\gamma_\Sigma(w_{0\tau} - v_\tau) - \partial \Gamma_L / \partial \tau], \quad c_n(\tau) = 2 \int_0^1 \Delta p_*(x_{1*}, x_{2*}, \tau) \cos(n, x_{1*}) x_{2*} dL_{0*} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь γ_Σ — безразмерная интенсивность вихревого слоя, $w_{0\tau}$ — относительная касательная составляющая скорости в точке, принадлежащей ку-

полу, v_τ — скорость перемещения деформируемой поверхности вдоль касательной, Γ_L — безразмерная циркуляция скорости по замкнутому контуру, пересекающему купол в рассматриваемой точке, n — орт нормали к поверхности в рассматриваемой точке, безразмерное время $\tau = U_0 t / R_0$; безразмерные координатные линии x_{1*} и x_{2*} и другие линейные размеры берутся по отношению к параметру R_0 . В дальнейшем звездочки у безразмерных параметров опустим.

Для удобства анализа численных данных коэффициент суммарной аэродинамической силы c_n представим в виде $c_n = c_n^* + \Delta c_n$, где c_n^* — квази-



Фиг. 2

стационарная, а Δc_n — чисто нестационарная составляющие аэродинамической силы, соответствующие первому и второму членам в квадратных скобках выражения (1.3). Введем еще коэффициент суммарной силы $c_{n\Sigma}$: он соответствует сумме проекций натяжений всех строп и включает как аэродинамические, так и инерционные усилия, действующие на узел крепления парашюта к грузу.

2. Изучим процесс раскрытия осесимметричного парашюта. Для упрощения примем, что стропа является жесткой и невесомой, и будем учитывать только деформацию купола.

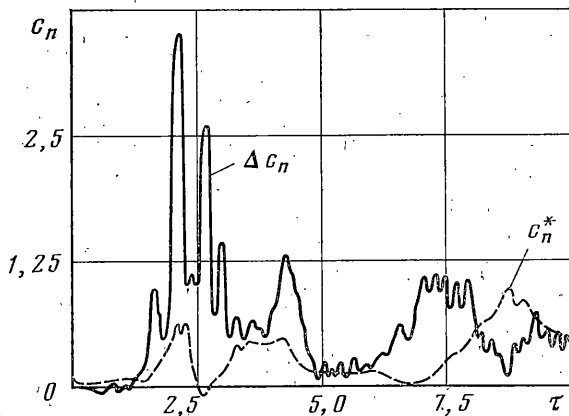
На фиг. 1 изображена исходная форма парашюта (при $\tau=0$) и показано направление набегающего потока U_0 , а также изменение по безразмерному времени τ коэффициентов c_n (сплошная линия) и $c_{n\Sigma}$ (штрихпунктирная линия) в процессе раскрытия парашюта. Цифрами 1, 2... 6 на фиг. 1, 2 обозначены наиболее характерные стадии процесса. Штриховая линия на фиг. 1 соответствует экспериментальному значению c_n , замеренному при отрывном обтекании наполненной формы парашюта.

Раскрытие парашюта начиная с $\tau \approx 1,25$ характеризуется интенсивным ростом аэродинамической нагрузки, причем функции $c_n(\tau)$ и $c_{n\Sigma}(\tau)$ имеют различные по величине первые пиковые значения, что объясняется демпфирующими свойствами инерционных сил на этом этапе. Согласно кривой $v_n(\tau)$ (фиг. 2), именно в этот момент времени скорость раскрытия купола достигает максимального значения. Затем при $2,25 \leq \tau \leq 7,5$ происходит снижение уровня нагруженности конструкции с образованием промежуточных пиковых нагрузок меньшей интенсивности. В дальнейшем парашют выходит на режим установившегося движения.

Анализ данных фиг. 1 показывает также, что значение инерционных сил в общем балансе сил, действующих на систему груз — парашют, различно: в одних случаях они играют демпфирующую роль, а в других — приводят к возрастанию нагруженности парашюта.

Фиг. 2 иллюстрирует изменение нормальной скорости $v_{n*} = v_n/U_0$ точки, принадлежащей кромке входного отверстия купола парашюта, а также безразмерного радиуса входного отверстия $R_{B*} = R_B/R_0$ во времени τ . Сопоставляя фиг. 1 и 2, видим, что пиковые значения функций $c_n(\tau)$ (точка 4 на фиг. 1), $v_n(\tau)$ (точка 4 на кривой $v_n(\tau)$, фиг. 2) и $R_B(\tau)$ (точка 4 на графике $R_B(\tau)$, фиг. 2) сдвинуты несколько по фазе. Отметим, что начиная с $\tau \geq 3$ изменение параметров v_n и R_B носит затухающий характер.

На фиг. 3 показано, как меняются по времени чисто нестационарная (Δc_n — сплошная линия) и квазистационарная (c_n^* — штриховая) состав-



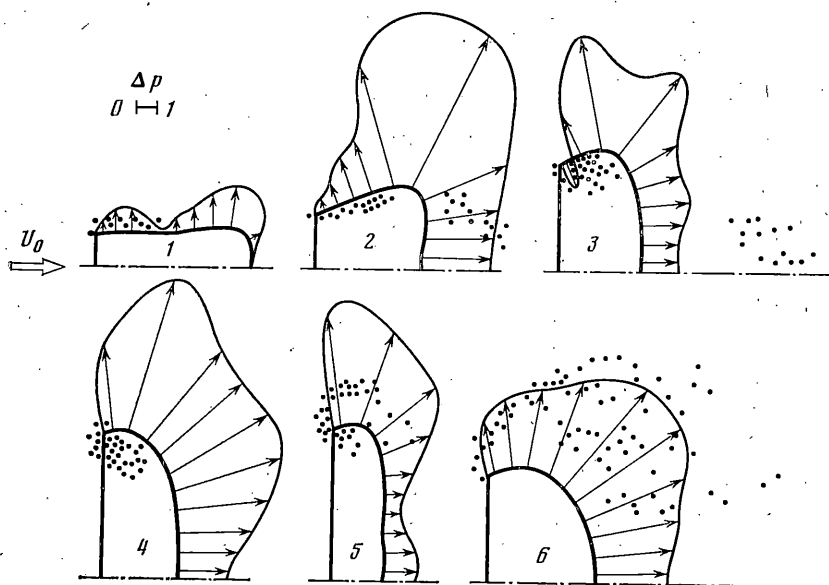
Фиг. 3

ляющие коэффициента суммарной аэродинамической силы c_n . Как видно, влияние нестационарной составляющей Δc_n в коэффициенте c_n при раскрытии парашюта значительно: оно вносит основной вклад в перегрузку. При переходе парашюта на режим установившегося движения ($\tau > 7,5$) вклад Δc_n в коэффициент суммарной аэродинамической нагрузки c_n резко падает.

На фиг. 4 изображены формы купола парашюта при раскрытии (на фиг. 1 и 2 отмечены цифрами 1, 2, ..., 6), а также ближние вихревые следы за парашютом и эпюры аэродинамических нагрузок Δp . Положению 1 соответствует исходная форма. Для этого момента времени ($\tau = 0,5$, $c_n = -0,04$) характерным является плавное нарастание параметров v_n и R_B (точка 1 на кривых фиг. 2), при этом поток отрывается с входной кромки наружу и движется по направлению вектора скорости U_0 , прижимаясь к куполу.

Второе промежуточное положение раскрывающегося парашюта ($\tau = 1,5$; $c_n = 0,81$) характеризуется интенсивным ростом значений функций $c_n(\tau)$, $v_n(\tau)$ и $R_B(\tau)$ (точка 2 на фиг. 1 и 2). Наблюдается существенное изменение формы купола. Отрыв потока происходит под купол и в отличие от положения 1 имеет место резкое изменение эпюры аэродинамической нагрузки. Такое обтекание продолжает сохраняться и для следующего положения (точка 3 на фиг. 1 и 2, $\tau = 2,0$, $c_n = 1,16$).

Момент времени $\tau = 2,2$; $c_n = 4,12$ (положение 4 на фиг. 4) при продолжающемся росте R_B и падении v_n (точка 4 на фиг. 2) сопровождается резким пиком c_n (точка 4 на фиг. 1). Здесь в отличие от предыдущих моментов времени вихревой след начинает выбрасываться вне оболочки с образованием мощного вихря. Именно интенсивное разрежение на внешней стороне оболочки, связанное с перестройкой отрывного обтекания, служит причиной быстрого роста аэродинамических нагрузок при раскрытии парашюта.



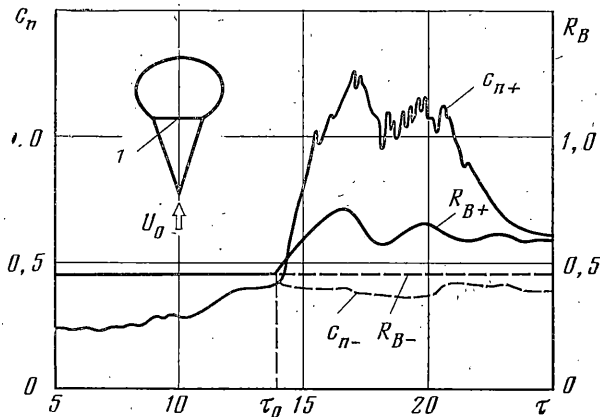
Фиг. 4

Затем ($\tau=1,55$, $c_n=1,38$), хотя радиус входного отверстия парашюта R_B продолжает увеличиваться, происходит уменьшение c_n (точка 5 на кривых $v_n(\tau)$ и $R_B(\tau)$ фиг. 2 и положение 5 на фиг. 4). Деформация купола как бы выталкивает вихри, скопившиеся под куполом, наружу, в поток, причем след, который сошел раньше (положение 1 на фиг. 4), отходит дальше от купола.

Для положения 6 на фиг. 4 ($\tau=4,2$; $c_n=1,75$) имеет место некоторый рост c_n (точка 6 на фиг. 1) при уменьшении v_n и R_B . К этому моменту времени завершается процесс наполнения парашюта. В дальнейшем колебания купола носят затухающий характер.

Обратим внимание еще на один факт. Из анализа эпюры давлений (фиг. 4) для различных моментов времени раскрытия парашюта следует, что пики максимальной аэродинамической нагрузки c_n (точка 4 на фиг. 1 и положение 4 на фиг. 4 $\tau=2,2$) и максимальных местных нагрузок Δp (положение 2 на фиг. 4; $\tau=1,5$) по времени не совпадают. Поэтому наряду с расчетом на прочность парашюта в целом по максимальной перегрузке необходимо дополнительно проверять прочностные свойства его отдельных элементов по максимальным нагрузкам.

В заключение обсудим результаты анализа раскрытия парашюта после разрифления (фиг. 5). Основные характеристики парашюта были сохранены, но введено рифление с параметром $\Phi=0,45$ ($\Phi=l_p/2\pi R_0$), где l_p — длина шнура рифления). Исходная форма парашюта изображена на фиг. 5 (1 — шнур рифления). Сначала рассматривались аэроупругие характеристики парашюта исходной, зарифованной формы. Они отражены в виде функций $c_{n-}(\tau)$ и $R_{B-}(\tau)$ на фиг. 5. Здесь же нанесены функции $c_{n+}(\tau)$ и $R_{B+}(\tau)$ для разрифленного парашюта; разрезание шнура рифления произошло в момент времени $\tau=\tau_0$. Как видим, процесс раскрытия парашюта после разрифления также характеризуется значительной нестационарностью взаимодействия его с отрывным потоком. Это проявляется в существенном изменении коэффициента суммарной аэродинамической нагрузки c_{n+} и амплитуды колебаний радиуса входного отверстия парашюта R_{B+} . Сравнение уровней перегрузок при раскрытии парашюта без рифле-



Фиг. 5

ния (c_n на фиг. 1) и при разрифлении (c_{n+} на фиг. 5) показывает, что они значительно различаются по величине.

Таким образом, применяя рифление, можно существенно уменьшить перегрузку при раскрытии парашюта. Число фаз рифления и величины параметров рифления могут быть определены при помощи численного анализа.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Pepper W. B., Maydew R. C.* Aerodynamic decelerators. An engineering review.— J. Aircraft, 1971, v. 8, No. 1, p. 3–19.
2. Recent advances and remaining voids in parachute technology.— Astronaut. and Aeronaut., 1975, v. 13, No. 10, p. 56–64.
3. *Roberts B. W.* Aerodynamic inflation of shell type, parachute structures.— J. Aircraft, 1974, v. 11, No. 7, p. 390–397.
4. *Roberts B. W., Reddy K. R.* A Discussion of parachute inflation theories.— AIAA Paper, 1975, No. 1351, p. 1–4.
5. *Белоцерковский С. М., Днепров И. В., Пономарев А. Т., Рысев О. В.* Динамика мягких тормозных систем.— Изв. АН СССР, МТТ, 1983, № 1, с. 47–54.
6. *Размагулин Х. А.* Теория осесимметричного парашюта.— Научн. тр. Ин-та механ. МГУ, 1975, № 35, с. 3–35.
7. *Белоцерковский С. М., Ништ М. И.* Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М.: Наука, 1978. 351 с.
8. *Richtmyer R. D., Morton K. W.* Difference methods for initial-value problems. N. Y.: Wiley, 1967. 405 p.— Рус. перев.: М.: Мир, 1972. 418 с.

Москва

Поступила в редакцию
24.VI.1983