

СКОРОСТЬ ДВИЖЕНИЯ ПЛОСКИХ ЖЕСТКИХ МАТЕРИАЛОВ НА ДУГОВОМ ЛЕНТОЧНОМ ТРАНСПОРТЕРЕ

THE SPEED OF FLAT RIGID MATERIALS ON THE ARC TAPE CONVEYOR

М.Ш. ШАРДАРБЕК, К.Т. МАХАНБЕТАЛИЕВА, А.Е. ДЖАСКИЛЕНОВА
M.SH. SHARDARBEK, K.T. MAHANBETALIEVA, A.E. DZHASKILENOVA

(Таразский государственный университет им. М.Х.Дулати, Республика Казахстан,
Таразский государственный педагогический институт, Республика Казахстан)
(Taraz State University named after M.Kh. Dulati, Republic of Kazakhstan,
Taraz State Pedagogical Institute, Republic of Kazakhstan)
E-mail: muhamedjansh@mail.ru

В работе рассматривается движение плоского жесткого материала на дуговом ленточном транспортере. Получен закон движения плоского жесткого материала на данном транспортере, который позволяет определить необходимые параметры при проектировании таких транспортных устройств.

In work movement of flat tough material on an arc tape conveyor is considered. The law of movement of flat tough material on this tape conveyor which allows to determine necessary parameters when designing such transport devices is received.

Ключевые слова: дуговой ленточный транспортер, проектирование, параметры, плоский жесткий материал.

Keywords: arc tape conveyor, design, parameters, flat rigid material.

Сравнительный анализ разгонных длин ленточных транспортеров показал преимущество дугового ленточного транспортера [1].

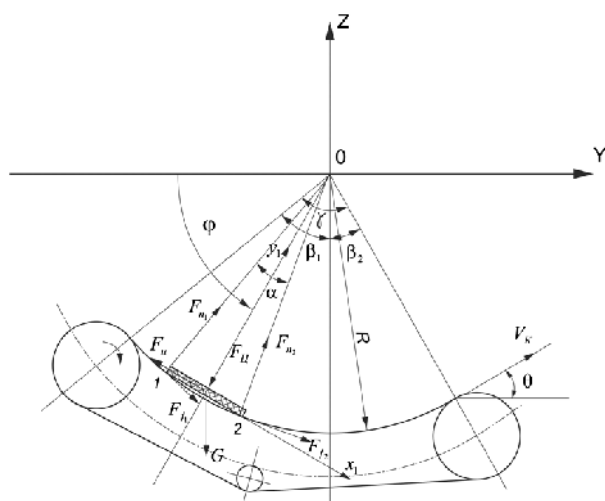


Рис. 1

Несущая поверхность дугового ленточного транспортера движется по дуге окружности с радиусом R и секторным углом γ (рис. 1). Вертикальная ось Oz делит несущую поверхность транспортера на секторы с углами β_1 и β_2 . На секторе β_1 происходит разгон транспортируемого материала до определенной скорости, а сектор β_2 направляет его на разгрузку под углом θ .

При проектировании транспортеров с инерционной разгрузкой груза предельную скорость несущей поверхности определяют из условия движения транспортируемого материала без отставания от ленты на пути разгона [2].

В связи с этим изучается скорость движения плоских жестких материалов на секторе β_1 дугового ленточного транспортера. Расчетная схема процесса разгона

плоского жесткого материала на секторе β_1 представлена на рис.1.

Продольное и поперечное сечения транспортируемого материала имеют прямоугольную форму.

Плоский жесткий материал соприкасается с вогнутой несущей поверхностью транспортера в точках 1, 2 и занимает сектор с углом:

$$\alpha = 2 \arcsin(\ell / 2R), \quad (1)$$

где ℓ – длина материала; R – радиус несущей поверхности.

В процессе разгона на плоский жесткий материал действуют следующие силы: $G = mg$ – сила тяжести материала; F_{n1}, F_{n2} – силы нормального давления; $F_{f1} = fF_{n1}$,

$F_{f2} = fF_{n2}$ – силы трения между материалом и несущей поверхностью; $F_{ц} = mH\dot{\phi}^2$ – центробежная сила материала; $F_{и} = mH\ddot{\phi}$ – сила инерции материала.

Центр тяжести материала находится на пересечении диагоналей прямоугольника его продольного сечения (рис. 1).

Расстояние от геометрического центра дуги несущей поверхности до центра тяжести материала:

$$H = R \cos \frac{\alpha}{2} - 0,5 \delta, \quad (2)$$

где δ – толщина материала.

По принципу Даламбера составляем следующие уравнения равновесия материала:

$$\begin{aligned} \sum F_{y1} &= F_{n1} \cos \frac{\alpha}{2} + F_{n2} \cos \frac{\alpha}{2} - F_{ц} - G \sin \phi - F_{f1} \sin \frac{\alpha}{2} + F_{f2} \sin \frac{\alpha}{2} = 0, \\ \sum F_{x1} &= F_{n1} \sin \frac{\alpha}{2} - F_{n2} \sin \frac{\alpha}{2} + G \cos \phi + F_{f1} \cos \frac{\alpha}{2} + F_{f2} \cos \frac{\alpha}{2} - F_{и}. \end{aligned}$$

Подставляя $F_{f1}, F_{f2}, F_{ц}, G, F_{и}$, имеем:

$$\begin{aligned} F_{n1} \cos \frac{\alpha}{2} + F_{n2} \cos \frac{\alpha}{2} - mH\dot{\phi}^2 - mg \sin \phi - fF_{n1} \sin \frac{\alpha}{2} + fF_{n2} \sin \frac{\alpha}{2} &= 0, \\ F_{n1} \sin \frac{\alpha}{2} - F_{n2} \sin \frac{\alpha}{2} + mg \cos \phi + fF_{n1} \cos \frac{\alpha}{2} + fF_{n2} \cos \frac{\alpha}{2} - mH\ddot{\phi} &= 0. \end{aligned}$$

После приведения подобных получим уравнения равновесия в виде:

$$F_{n1} \left(\cos \frac{\alpha}{2} - f \sin \frac{\alpha}{2} \right) + F_{n2} \left(\cos \frac{\alpha}{2} + f \sin \frac{\alpha}{2} \right) - m \left(H\dot{\phi}^2 + g \sin \phi \right) = 0, \quad (3)$$

$$F_{n1} \left(\sin \frac{\alpha}{2} + f \cos \frac{\alpha}{2} \right) - F_{n2} \left(\sin \frac{\alpha}{2} - f \cos \frac{\alpha}{2} \right) - m \left(H\ddot{\phi} - g \cos \phi \right) = 0, \quad (4)$$

где $\dot{\phi}$ – угловая скорость вращательного движения материала относительно оси Ox ;

$\ddot{\phi}$ – угловое ускорение вращательного движения материала относительно оси Ox .

Из уравнения (3) находим

$$F_{n1} = \frac{m \left(H\dot{\phi}^2 + g \sin \phi \right) - F_{n2} \left(\cos \frac{\alpha}{2} + f \sin \frac{\alpha}{2} \right)}{\cos \frac{\alpha}{2} - f \sin \frac{\alpha}{2}}. \quad (5)$$

То же из уравнения (4):

$$F_{n1} = \frac{F_{n2} \left(\sin \frac{\alpha}{2} - f \cos \frac{\alpha}{2} \right) + m \left(H\ddot{\phi} - g \cos \phi \right)}{\sin \frac{\alpha}{2} + f \cos \frac{\alpha}{2}}.$$

Из последних двух уравнений определяем F_{n2} :

$$\frac{m \left(H\dot{\phi}^2 + g \sin \phi \right) - F_{n2} \left(\cos \frac{\alpha}{2} + f \sin \frac{\alpha}{2} \right)}{\cos \frac{\alpha}{2} - f \sin \frac{\alpha}{2}} = \frac{F_{n2} \left(\sin \frac{\alpha}{2} - f \cos \frac{\alpha}{2} \right) + m \left(H\ddot{\phi} - g \cos \phi \right)}{\sin \frac{\alpha}{2} + f \cos \frac{\alpha}{2}}.$$

Умножая на $\left(\sin \frac{\alpha}{2} + f \cos \frac{\alpha}{2} \right)$ и принимая обозначение

$$A = \frac{\sin \frac{\alpha}{2} + f \cos \frac{\alpha}{2}}{\cos \frac{\alpha}{2} - f \sin \frac{\alpha}{2}}, \quad (6)$$

имеем

$$A m \left(H\dot{\phi}^2 + g \sin \phi \right) - AF_{n2} \left(\cos \frac{\alpha}{2} + f \sin \frac{\alpha}{2} \right) = F_{n2} \left(\sin \frac{\alpha}{2} - f \cos \frac{\alpha}{2} \right) + m \left(H\ddot{\phi} - g \cos \phi \right).$$

откуда

$$F_{n2} = \frac{m}{B} \left[A \left(H\dot{\phi}^2 + g \sin \phi \right) - \left(H\ddot{\phi} - g \cos \phi \right) \right], \quad (7)$$

Уравнение (7) подставим в формулу (5) и определим F_{n1} :

где

$$B = \left(\sin \frac{\alpha}{2} - f \cos \frac{\alpha}{2} \right) + A \left(\cos \frac{\alpha}{2} + f \sin \frac{\alpha}{2} \right). \quad (8)$$

$$F_{n1} = Nm \left(H\dot{\phi}^2 + g \sin \phi \right) - MF_{n2},$$

$$F_{n1} = Nm \left(H\dot{\phi}^2 + g \sin \phi \right) - \frac{MA}{B} m \left(H\dot{\phi}^2 + g \sin \phi \right) + \frac{M}{B} m \left(H\ddot{\phi} - g \cos \phi \right).$$

Тогда:

$$F_{n1} = \frac{M}{B} m \left(H\ddot{\phi} - g \cos \phi \right) + \left(H\dot{\phi}^2 + g \sin \phi \right) \left(N - \frac{MA}{B} \right) m, \quad (9)$$

где

$$N = \frac{1}{\cos \frac{\alpha}{2} - f \sin \frac{\alpha}{2}}, \quad (10)$$

$$M = \frac{\cos \frac{\alpha}{2} + f \sin \frac{\alpha}{2}}{\cos \frac{\alpha}{2} - f \sin \frac{\alpha}{2}}. \quad (11)$$

Уравнения равновесия (4) преобразуем к виду:

$$F_{n1} - F_{n2} \frac{\sin \frac{\alpha}{2} - f \cos \frac{\alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2} + f \cos \frac{\alpha}{2}} - \frac{m(\ddot{H}\phi - g \cos \phi)}{\sin \frac{\alpha}{2} + f \cos \frac{\alpha}{2}} = 0.$$

Принимаем следующие обозначения:

$$C = \frac{\sin \frac{\alpha}{2} - f \cos \frac{\alpha}{2}}{\sin \frac{\alpha}{2} + f \cos \frac{\alpha}{2}}, \quad (12)$$

$$\frac{M}{B} m(\ddot{H}\phi - g \cos \phi) + (\dot{H}\phi^2 + g \sin \phi) \left(N - \frac{MA}{B} \right) m - \frac{CAm}{B} (\dot{H}\phi^2 + g \sin \phi) + \frac{Cm}{B} (\ddot{H}\phi - g \cos \phi) - Dm(\dot{H}\phi^2 - g \sin \phi) = 0.$$

Отсюда следует:

$$(\ddot{H}\phi - g \cos \phi) \left(\frac{M}{B} + \frac{C}{B} - D \right) m - (\dot{H}\phi^2 + g \sin \phi) \left(\frac{MA}{B} - N + \frac{CA}{B} \right) m = 0.$$

При этом:

$$\ddot{H}\phi - g \cos \phi = (\dot{H}\phi^2 + g \sin \phi) \left(\frac{A(M+C) - NB}{M+C-DB} \right).$$

Принимаем обозначение:

$$L = \frac{A(M+C) - NB}{M+C-DB}. \quad (15)$$

Тогда:

$$\ddot{H}\phi - g \cos \phi = L\dot{H}\phi^2 + Lg \sin \phi.$$

Делим на H и получаем дифференциальное уравнение вращательного движения плоского жесткого материала на секторе β_1 транспортера:

$$\ddot{\phi} - L\dot{\phi}^2 - k \cos \phi - Lk \sin \phi = 0, \quad (16)$$

где $k = \frac{g}{H}$ (17)

$$D = \frac{1}{\sin \frac{\alpha}{2} + f \cos \frac{\alpha}{2}}. \quad (13)$$

Тогда:

$$F_{n1} - CF_{n2} - Dm(\ddot{H}\phi - g \cos \phi) = 0. \quad (14)$$

В уравнение (14) подставляем формулы (9) и (7):

Функции $\sin \phi$ и $\cos \phi$ разложим в ряд Маклорена:

$$\sin \phi = 1 - \frac{\phi^3}{3!} + \frac{\phi^5}{5!} - \dots,$$

$$\cos \phi = 1 - \frac{\phi^2}{2!} + \frac{\phi^4}{4!} - \dots \quad (18)$$

Для исследуемого процесса достаточно первых двух членов рядов (18).

Тогда уравнение (16) примет вид:

$$\ddot{\phi} - L\dot{\phi}^2 - k \left(1 - \frac{\phi^2}{2} \right) - Lk \left(1 - \frac{\phi^3}{6} \right) = 0,$$

откуда:

$$\ddot{\phi} - L\dot{\phi}^2 + \frac{k}{2}\phi^2 + \frac{Lk}{6}\phi^3 - k(1+L) = 0. \quad (19)$$

Уравнение (19) преобразуется в уравнение 1-го порядка посредством подстановки:

$$\dot{\phi} = p; \quad \ddot{\phi} = p \frac{dp}{d\phi}. \quad (20)$$

После подстановки имеем:

$$p \frac{dp}{d\phi} - Lp^2 + \frac{k}{2}\phi^2 + \frac{Lk}{6}\phi^3 - k(1+L) = 0.$$

Делим на p :

$$\frac{dp}{d\phi} - Lp = \frac{1}{p} \left[k(1+L) - \frac{Lk}{6}\phi^3 - \frac{k}{2}\phi^2 \right].$$

Заменим

$$p = uv.$$

Тогда:

$$u \frac{dv}{d\phi} + v \frac{du}{d\phi} - Lu = \frac{1}{uv} \psi,$$

где

$$\psi = k(1+L) - \frac{Lk}{6}\phi^3 - \frac{k}{2}\phi^2. \quad (21)$$

Так как одну из вспомогательных функций u и v можно взять произвольно, то выбираем в качестве u какой-либо частный интеграл уравнения:

$$\frac{du}{d\phi} - Lu = 0, \quad du = Lud\phi, \quad \frac{du}{u} = Ld\phi,$$

$$L = \ln u, \quad u = e^L.$$

Тогда, чтобы найти v , получим уравнение:

$$u \frac{dv}{d\phi} = \frac{1}{uv} \psi.$$

Подставив выражение u в это уравнение, получим:

$$e^L \frac{dv}{d\phi} = \frac{\psi}{e^L v}.$$

Разделим переменные:

$$e^{2L} v dv = \psi d\phi.$$

Подставляем выражение ψ в последнее уравнение:

$$e^{2L} v dv = \left[k(1+L) - \frac{Lk}{6}\phi^3 - \frac{k}{2}\phi^2 \right] d\phi.$$

Интегрируя, получим:

$$\frac{e^{2L} v^2}{2} = k(1+L)\phi - \frac{Lk}{24}\phi^4 - \frac{k}{6}\phi^3 + C_1.$$

Из последнего уравнения находим:

$$v = \sqrt{\frac{2}{e^{2L}} \left[k(1+L)\phi - \frac{Lk}{24}\phi^4 - \frac{k}{6}\phi^3 + C_1 \right]}.$$

Подставив выражения u и v , найдем p :

$$p = \frac{d\phi}{dt} = \sqrt{2 \left[k(1+L)\phi - \frac{Lk}{24}\phi^4 - \frac{k}{6}\phi^3 + C_1 \right]}, \quad (22)$$

где $\frac{d\phi}{dt} = \omega$ – угловая скорость вращательного движения транспортируемого материала.

Линейная скорость материала в точках касания с несущей поверхностью транспортера:

$$V = \omega R,$$

поэтому, умножая на R обе части уравнения (22), получим:

$$V = \sqrt{2R^2 \left[k(1+L)\phi - \frac{Lk}{24}\phi^4 - \frac{k}{6}\phi^3 + C_1 \right]}. \quad (23)$$

Интегрируя, находим из начального условия: при $\phi = \phi_1$, $V = V_0$.

Тогда:

$$C_1 = \frac{V_0^2}{2R^2} - k(1+L)\phi_1 + \frac{Lk}{24}\phi_1^4 + \frac{k}{6}\phi_1^3, \quad (24)$$

где V_0 – начальная скорость материала; ϕ_1 – угол расположения материала на несущей поверхности транспортера в начале движения.

Полученная зависимость позволяет определить закон движения плоского жесткого материала на секторе β_1 дугового ленточного транспортера.

Проведем исследование зависимости скорости движения материала от радиуса несущей поверхности транспортера при следующих параметрах: $\ell=0,10$ м; $\delta=0,005$ м; $f=0,20$; $V_0=0$ м/с; $\phi_1=0,6978$ рад; $\phi=1,5$ рад.

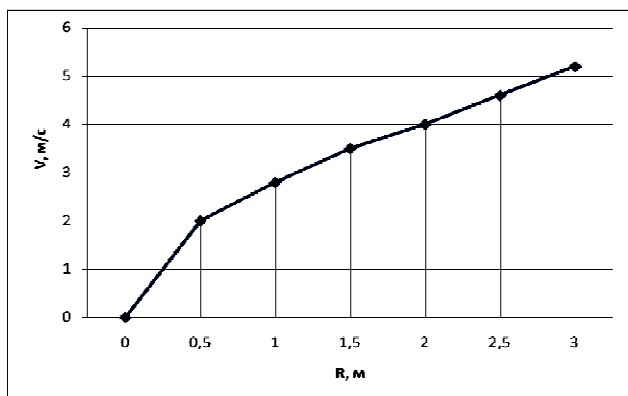


Рис. 2

Из рис. 2 (график зависимости скорости движения материала от радиуса несущей поверхности транспортера) видно, что с увеличением радиуса вогнутости несущей поверхности транспортера максимальная скорость плоского жесткого материала увеличивается. Это связано с тем, что с увеличением радиуса несущей поверхности транспортера увеличивается центробежная сила материала.

Также проведем исследование зависимости изменения скорости материала на секторе β_1 транспортера при: $\ell=0,10$ м;

$\delta=0,005$ м; $f=0,20$; $V_0=0$ м/с; $\phi_1=0,6978$ рад; $R=1,5$ м.

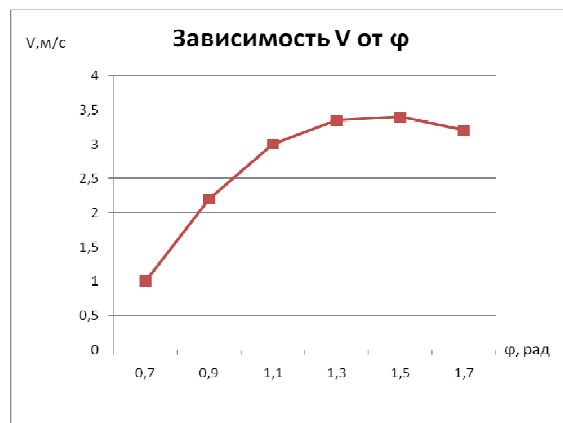


Рис. 3

Из рис. 3 видно, что скорость ленты транспортера равна максимальной скорости материала на секторе β_1 . Плоский жесткий материал набирает максимальную скорость ближе к нижней точке ($\phi=1,5$) вогнутой несущей поверхности. Это объясняется увеличением центробежной силы и уменьшением движущего момента силы тяжести материала по мере его снижения.

ВЫВОДЫ

Получен закон движения плоского жесткого материала на дуговом ленточном транспортере, который позволяет определить необходимые параметры при проектировании таких транспортных устройств.

ЛИТЕРАТУРА

1. Койайдаров Б.А., Шардарбек М.Ш., Байтекеева Ш.М. Использование ленточных транспортеров для перегрузки материалов легкой промышленности // Аналитический обзор. – Тараз: Жамбылский ЦНТИ, 2004.
2. Шардарбек М.Ш., Маханбеталиева К.Т. Энергосиловые затраты при транспортировании плоских жестких материалов дуговым ленточным транспортером // Изв. вузов. Технология текстильной промышленности. – 2015, №3. С. 146...150.

REFERENCES

1. Kojajdarov B.A., Shardarbek M.Sh., Bajtekeeva Sh.M. Ispol'zovanie lentochnyh transporterov dlja peregruzki materialov legkoj promyshlennosti //

Analiticheskij obzor. – Taraz: Zhambylskij CNTI, 2004.

2. Shardarbek M.Sh., Mahanbetalieva K.T. Jenergosilovye zatraty pri transportirovanii ploskih zhestkih materialov dugovym lentochnym transporterom // Izv. vuzov. Tehnologija tekstil'noj promyshlennosti. – 2015, №3. S. 146...150.

Рекомендована кафедрой технологии текстильной промышленности и материаловедения ТГУ им. М.Х. Дулати. Поступила 08.04.16.
