

## DÙNG PHƯƠNG PHÁP ĐÁNH GIÁ DƯỚI GIẢI BÀI TOÁN VỎ TRỤ CỨNG - ĐÉO CHỊU TẢI TRỌNG ĐỘNG MẠNH GÂY RA DỊCH CHUYỂN LỚN

TRẦN BÁ TỊNH

Trong nhiều năm gần đây bài toán vỏ trụ làm từ vật liệu cứng dẻo chịu tải trọng động mạnh gây nên sự biến đổi hình dáng đã được nhiều người quan tâm và giải quyết. Khi chú ý rằng dịch chuyển trong vỏ là lớn nhưng biến dạng là bé nhiều phương pháp giải bài toán này đã được đưa ra. Trong [6] cho ta lời giải bằng phương pháp đánh giá trên. Lời giải được xem là chính xác cho trong [5]. Với việc tách tenxơ biến dạng thành hai phần tuyến tính và phi tuyến đánh giá dưới được cho trong [3]. Một loại các công trình khác [4, 7, 8, 9] cũng đã quan tâm giải quyết bài toán này. Gần đây bằng việc đưa vào các trường động cho phép  $U_1^*$ ,  $\bar{U}_1$ , một phương pháp đánh giá mới đã được đưa ra [1] và đã được ứng dụng để giải bài toán bán tròn [2]. Trong bài này chúng ta sử dụng phương pháp đó [1] để giải bài toán vỏ trụ chịu xung lực phân bố đối xứng trục trên toàn bề mặt. Các lợi thế của phương pháp này và các kết quả tính toán sẽ được chỉ ra.

### §1. THIẾT LẬP BÀI TOÁN

Xét vỏ trụ tròn, chiều dày  $H$ , dài  $2L$ , bán kính  $R$ , mật độ  $\rho$ , chịu tải trọng động  $P(x, t)$  theo hướng vuông góc với mặt phẳng trung bình của vỏ và đối xứng với trục  $x$  - hình 1. Sử dụng hệ tọa độ trụ  $(x, z, \theta)$ , các ký hiệu như trong [4, 8] và giả thiết pháp tuyến thẳng của Love - Kirchhoff, các phương trình chuyển động được cho dưới dạng sau:

$$\begin{aligned} N_x - \rho \ddot{U} &= 0 \\ M_x' - Q_x &= 0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$M_x' - (N_x W')' - \frac{N_\theta}{R} = -\rho \ddot{W}$$

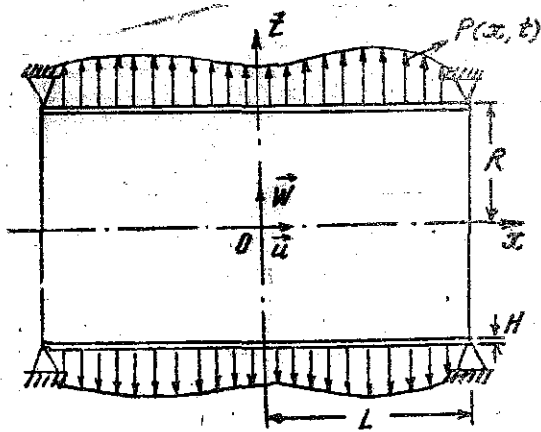
Ở đây đòi hỏi thành phần nội lực  $N_x \in C^1$ , momen  $M_x$  và các thành phần dịch chuyển thực  $U, W \in C^2$ .

Các vận tốc biến dạng suy rộng tương ứng được xác định qua vận tốc dịch chuyển và dịch chuyển theo hệ thức:

$$\dot{\lambda}_x = \dot{U} + \dot{W}W'; \quad \dot{\lambda}_\theta = \dot{W}/R; \quad \dot{K}_x = \dot{W}'' \quad (1.2)$$

Ở đây:

$$(\cdot)' = \frac{\partial(\cdot)}{\partial x}; (\cdot)^{\circ} = \frac{d(\cdot)}{dt}$$



Hình 1. Vỏ trụ chịu xung lực vận tốc

Vỏ xem là đứng yên và ngay khi tác động  $P(x, t)$  tại thời điểm ban đầu  $t = 0$  vỏ nhận được một trường vận tốc phân bố  $W_0, U_0 = 0$ . Điều kiện ban đầu sẽ được mô tả như sau:

$$\begin{aligned} W(x, 0) = W_0 = 0, U(0, x) = U_0 = 0 \\ \dot{W}(x, 0) = \dot{W}_0 \neq 0, \dot{U}(0, x) = \dot{U}_0 = 0 \end{aligned} \quad (1.5)$$

Do tính đối xứng của tải trọng tác dụng trên cơ sở giả thiết pháp tuyến thẳng dễ dàng chỉ ra rằng  $M_\theta = 0$ . Khi bỏ qua mối tương tác giữa các mômen và nội lực, dựa trên điều kiện chảy dẻo Tresca, Drucker - Shield [7] đã xây dựng điều kiện dẻo trong không gian ứng lực suy rộng như sau:

$$\begin{aligned} |M_x + M_\theta| &= M_0 \\ |N_x + N_\theta| &= N_0 \end{aligned} \quad (1.7)$$

Mô tả (1.7) trong không gian 3 chiều ( $M_x, N_x, N_\theta$ ) được chỉ ra trên hình 2. Điều kiện (1.7) đã được sử dụng trong [3, 4, 5, 6] khi tính đến ảnh hưởng các nội lực  $N_\theta, N_x$ .

Theo như định nghĩa và trình tự tính toán trong [1], để đánh giá thành phần dịch chuyển  $W$  theo phương trục  $Z$ , chúng ta cần chọn các trường vận tốc và dịch chuyển cho phép thỏa mãn các điều kiện sau:

Điều kiện biên:

$$\dot{U}^* = 0; \dot{W}^* = 0 \text{ tại } x = \pm L; \quad (1.8a)$$

$$\bar{U} = 0, \bar{W} = 0 \text{ tại } x = \pm L$$

Điều kiện đầu và kết thúc chuyển động:

$$\bar{W}(x, 0) = 0, \bar{W}(x, T^*) = 0 \quad (1.8b)$$

Ta xét vỏ trụ với các điều kiện biên sau đây:

Biên khớp:

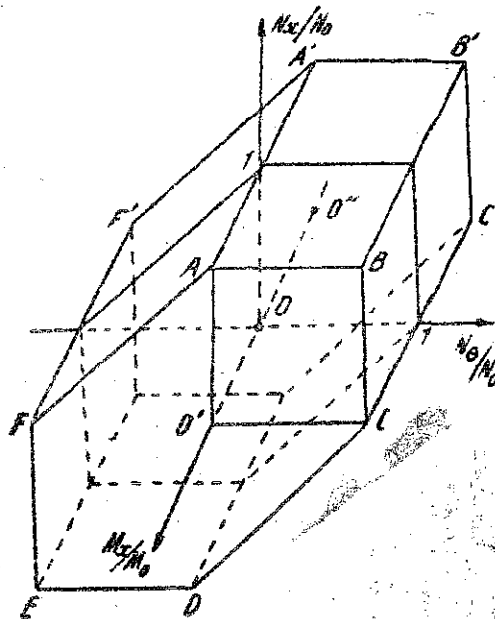
$$\dot{W} = W = \dot{U} = U = 0 \text{ tại } x = \pm L \quad (1.3a)$$

$$M = 0 \text{ tại } x = \pm L \quad (1.3b)$$

$$\text{Biên ngàm: } \dot{W} = W = \dot{U} = U = W' = 0 \text{ tại } x = \pm L \quad (1.4)$$

Vỏ trụ chuyển động do năng lượng ngoài thông qua tải trọng động  $P(x, t)$ . Đến một thời điểm  $T_1$  nào đó vỏ bị phá hủy và tất cả các điểm của vỏ đều ở vào trạng thái yên tĩnh. Chúng ta sẽ có điều kiện kết thúc chuyển động là:

$$W(x, T_1) = U(x, T_1) = 0 \quad (1.5)$$



Hình 2

Và các điều kiện về đạo hàm:

$$\ddot{W} \leq 0, \quad \ddot{W} \geq 0, \quad \ddot{W} \leq 0 \quad (1.9)$$

Sao cho bất đẳng thức sau đây được thỏa mãn:

$$- \int_0^{T^*} \int_0^L \rho \ddot{W} \dot{W}^* dx dt \geq \int_0^L \rho \dot{W}_0 \dot{W}_0^* dx \quad (1.10)$$

Thì chúng ta sẽ nhận được đánh giá sau đây:

$$W_{\max} \geq \frac{1}{\int_0^L \rho \ddot{W}^* dx} \left\{ \int_0^{T^*} \int_0^L \rho \dot{W}^* dx dt + \int_0^L \rho \dot{W}_0 \dot{W}_0^* dx - \sum_k \int_0^{T^*} \left[ \int_{x_k}^{x_{k+1}} D(\dot{\lambda}^*, \dot{K}^*) dx + M_x^* \right]_{x_k} [\dot{W}^*]_{x_k} dt \right\} \quad (1.11)$$

Ở đây  $[x_k, x_{k+1}]$  là đoạn mà  $\dot{W}^*$  có đạo hàm liên tục theo biến không gian  $[\dot{W}^*]_{x_k}$  là bước nhảy của  $\dot{W}^*$  tại điểm  $x_k$ .

$$D(\dot{\lambda}^*, \dot{K}^*) = \bar{N}_x^* \dot{\lambda}_x^* + \bar{N}_0^* \dot{\lambda}_0^* + \bar{M}_x^* \dot{K}_x^* \quad (1.12)$$

$$\dot{\lambda}_x^* = \bar{W}' \dot{W}^*; \quad \dot{\lambda}_0^* = \bar{W}^* / R; \quad \dot{K}_x^* = \dot{W}^*$$

Các nội lực  $\bar{N}_x^*, \bar{N}_0^*, \bar{M}_x^*$  thỏa mãn điều kiện dẻo:

$$f_i(N_x, N_0, M_x) = 0 \quad (1.13)$$

Và được xác định qua  $\dot{\lambda}_x^*, \dot{\lambda}_0^*, \dot{K}_x^*$  theo qui luật chảy dẻo

$$\dot{\lambda}_x = \lambda \frac{\partial f_i}{\partial N_x}; \quad \dot{\lambda}_0 = \lambda \frac{\partial f_i}{\partial N_0}; \quad \dot{K}_x = \lambda \frac{\partial f_i}{\partial M_x} \quad (1.14)$$

đối với phần mặt dẻo trên  $f_i$ , còn trên các đường ký dị giao tuyến của các  $f_i$  được xác định như sau:

$$\dot{\lambda}_x = \sum \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial N_x}; \quad \dot{\lambda}_0 = \sum \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial N_0}; \quad \dot{K}_x = \sum \lambda_i \frac{\partial f_i}{\partial M_x} \quad (1.15)$$

Nếu đưa vào các biến không thứ nguyên  $\tilde{x} = x/L, \tau = t/T^*$

dùng ký hiệu:  $(\nabla) = \partial(\cdot)/\partial \tilde{x}; (\circ) = d(\cdot)/d\tau$ , ta sẽ có

$$\dot{\lambda}_x^* = \frac{1}{L^2} \frac{\nabla \Delta}{W} \dot{W}^* = \frac{1}{L^2} \dot{\lambda}_x^{\nabla}; \quad \dot{\lambda}_0^* = \frac{\dot{W}^*}{R} = \dot{\lambda}_0^{\nabla}; \quad \dot{K}_x^* = \frac{1}{L^2} \frac{\nabla \nabla}{W^*} \dot{W}^* = \frac{1}{L^2} \dot{K}_x^{\nabla} \quad (1.16)$$

Theo biến mới, biểu thức đánh giá (1.11) sẽ có dạng sau:

$$W_{\max} \geq \frac{1}{-\int_0^1 \rho \dot{W}_0^* dx} \left\{ T^* \int_0^1 \int_0^1 \rho \dot{W}^* dx d\tau + T^* \int_0^1 \rho \dot{W}_0 \dot{W}_0^* dx - \right. \\ \left. - T^{*2} \sum_k \int_0^1 \left[ \int_{\tilde{x}_k}^{\tilde{x}_{k+1}} D(\tilde{\lambda}^{\nabla}, \tilde{K}^{\nabla}) d\tilde{x} + M_{\tilde{x}_k}^{\nabla} [\tilde{W}^*]_{\tilde{x}_k} \right] d\tau \right\}$$

với  $\tilde{x}_k = \frac{x_k}{L}$  (1.17)

Và điều kiện (1.10) trở thành:

$$-\int_0^1 \int_0^1 \rho \ddot{W} \dot{W}^* dx d\tau \geq T^* \int_0^1 \rho \dot{W}_0 \dot{W}_0^* dx$$
 (1.18)

Như vậy từ (1.11), (1.17) ứng với việc chọn các trường động  $\tilde{W}, \tilde{W}^*$  thỏa mãn các điều kiện (1.8), (1.9), (1.10) hoặc (1.18) chúng ta sẽ nhận được các đánh giá tương ứng. Mục đích của ta là chọn các trường động sao cho đánh giá nhận được là lớn nhất. Lớp các trường động thỏa mãn các điều kiện (1.8), (1.9), (1.10) rất rộng, để bước đầu giải quyết yêu cầu trên, dưới đây chúng ta sẽ khảo sát bài toán ở một lớp các trường động mô tả dưới dạng tách biến sau:

$$\tilde{W}^* = q(T^*, L, R) \cdot f_3(\tau) \cdot f_4(\tilde{x}); \quad q(T^*, L, R) > 0$$
 (1.19)

$$W = Q(T^*, L, R) \cdot f_1(\tau) \cdot f_2(\tilde{x}); \quad Q(T^*, L, R) > 0$$

Các điều kiện (1.8), (1.9), (1.10) sẽ được thể hiện qua các hàm  $f_i$ :

$$f_1(\tau) > 0, \quad \dot{f}_1(\tau) > 0, \quad \ddot{f}_1(\tau) < 0, \quad f_2(1) = 0,$$

$$f_3(\tau) > 0, \quad f_3(1) = 0, \quad \dot{f}_3(\tau) < 0, \quad f_4(1) = 0,$$

$$f_2(\tilde{x}) > 0, \quad f_4(\tilde{x}) > 0. \quad (1.20)$$

$$Q(T^*, L, R) \geq T^* \dot{W}_0 \frac{\int_0^1 f_4(\tilde{x}) d\tilde{x}}{-\int_0^1 \dot{f}_1(\tau) f_3(\tau) d\tau \cdot \int_0^1 f_2(\tilde{x}) f_4(\tilde{x}) d\tilde{x}} \cdot f_3(0) \quad (1.21)$$

Các biến dạng suy rộng được biểu diễn qua các hàm  $f_i$  như sau :

$$\begin{aligned}\bar{\lambda}_{\tilde{x}}^{\nabla} &= \frac{1}{L^2} q(T^*, L, R) \cdot Q(T^*, L, R) \cdot f_1(\tau) \cdot f_3(\tau) \cdot \bar{f}_2(\tilde{x}) \cdot \bar{f}_4(\tilde{x}), \\ \bar{\lambda}_0^{\nabla} &= \frac{1}{R} q(T^*, L, R) \cdot f_3(\tau) \cdot \bar{f}_4(\tilde{x}), \\ \bar{K}^{\nabla} &= \frac{1}{L^2} q(T^*, L, R) \cdot f_3(\tau) \cdot \bar{f}_4(\tilde{x}).\end{aligned}\quad (1.22)$$

Quy đạo lực trên mặt chày dèo được xác định qua biến dạng suy rộng (1.22) sẽ phụ thuộc vào đặc trưng của các hàm  $f_i$ . Từ (1.20) và nếu như chọn  $f_3, f_4$  sao cho  $f_2, f_4 > 0, \forall \tilde{x} \in [0, 1]$ , tức là chọn các hàm dạng  $f_2(\tilde{x}), f_4(\tilde{x})$  có cùng dạng điều biến đổi theo biến không gian. Khi đó dễ dàng xác định được rằng quy đạo lực tại mọi điểm  $\tilde{x} \in [0, 1]$  sẽ nằm trên đường thẳng  $BB'$ . Hoàn toàn không phụ thuộc vào đặc trưng cụ thể của  $\bar{K}_x$ , chúng ta sẽ xác định được hao tán năng lượng qua các  $f_i$  như sau :

$$\begin{aligned}\int_0^1 \int_0^1 D(\bar{\lambda}^{\nabla}, \bar{K}^{\nabla}) d\tilde{x} d\tau &= \frac{N_0}{L^2} q(T^*, L, R) \left\{ \int_0^1 \int_0^1 [Q(T^*, L, R) f_1(\tau) f_3(\tau) f_2(\tilde{x}) f_4(\tilde{x}) + \right. \\ &\left. + \frac{L^2}{R} f_3(\tau) f_4(\tilde{x})] d\tilde{x} d\tau + \int_0^1 \sum_k \int_{x_k}^{x_{k+1}} \frac{\Pi}{4} f_3(\tau) |f_4(\tilde{x})|^{\nabla} d\tilde{x} d\tau \right\}.\end{aligned}\quad (1.23)$$

Kết hợp (1.19), (1.21), và (1.23) với (1.17) khi xét vỏ chỉ chịu xung lực vận tốc  $\dot{W}_0$  phân bố đều theo hướng trục z chúng ta nhận được kết quả đánh giá sau :

$$W_{\max} \geq \frac{1}{D} \left\{ A \dot{W}_0 T^* - \frac{N_0 H}{L^2} B T^{*2} - \frac{N_0 \dot{W}_0}{L^2} C T^{*3} \right\} \quad (1.24)$$

Ở đây  $A = f_3(0)$  ;

$$\begin{aligned}B &= \frac{1}{\int_0^1 f_4(\tilde{x}) d\tilde{x}} \int_0^1 \left\{ \sum_k \int_{x_k}^{x_{k+1}} \frac{1}{4} f_3(\tau) |f_4(\tilde{x})|^{\nabla} d\tilde{x} + \right. \\ &\left. + \int_0^1 \frac{L^2}{RH} f_3(\tau) f_4(\tilde{x}) d\tilde{x} + \sum_k \frac{1}{4} f_3(\tau) [f_4(\tilde{x})]_{x_k}^{\nabla} \right\} d\tau ; \\ C &= \frac{f_3(0) \int_0^1 f_1 f_3 d\tau \cdot \int_0^1 f_2(\tilde{x}) f_4(\tilde{x}) d\tilde{x}}{- \int_0^1 \bar{f}_1(\tau) f_3(\tau) d\tau \cdot \int_0^1 f_2(\tilde{x}) f_4(\tilde{x}) d\tilde{x}} ; D = - \bar{f}_3(0).\end{aligned}\quad (1.25)$$

Tham số  $T$  được xác định qua điều kiện cực đại của vế phải biểu thức (1.24).

$$T^* = \frac{BH_0}{3C \cdot W_0} \left( -1 + \sqrt{1 + \frac{3AC}{B^2} \cdot \frac{\rho L^2 W_0^2}{N_0 H^2}} \right) \quad (1.26)$$

Đặt  $\lambda = \frac{L^2 W_0^2}{N_0 H^2}$  sau khi thế (1.26) vào (1.24) ta nhận được

$$W_{\max} \geq \frac{B^3}{9DC^2} \left( -1 + \sqrt{1 + \frac{3AC}{B^2} \lambda} \right) \times \\ \times \left\{ \frac{3AC}{B^2} - \frac{1}{\lambda} \left( -1 + \sqrt{1 + \frac{3AC}{B^2} \lambda} \right) - \frac{1}{3\lambda} \left( -1 + \sqrt{1 + \frac{3AC}{B^2} \lambda} \right)^2 \right\} \quad (1.27)$$

Dễ dàng chỉ ra rằng các thừa số ở vế phải (1.27) là đồng biến với  $B$  và nghịch biến với  $C$ . Ở đây có thể xem  $B, C$  là các hàm lấy giá trị trên tập các hàm  $f_i$ . Như vậy trong lớp các hàm  $f_i$  thỏa mãn các điều kiện (1.28), hãy chọn một tập hàm  $f_i$  nào đó làm cho  $C$  đạt cực tiểu đồng thời  $B$  đạt cực đại. Khi đó chúng ta sẽ nhận được đánh giá (1.27) tốt nhất và bài toán tối ưu về đánh giá được giải quyết.

Để mô tả việc chọn lớp các hàm  $f_i$  và khảo sát tính tối ưu của lời giải trong lớp hàm đã chọn chúng ta xét ví dụ cụ thể dưới đây:

## §2. VÍ DỤ

Xét vỏ trụ tròn tựa bản lề trên biên, tại thời điểm ban đầu  $t=0$  chịu tác dụng xung lực vận tốc  $W_0$  phân bố đều theo hướng trục  $Z$ . Ta chọn lớp trường động cho phép như sau:

$$\begin{aligned} \bar{U} = \dot{U}^* = 0, \forall x \in [0, 1]; \\ \dot{W}^* = q(T^*, L, R)(1 - \tau)(1 - \tilde{x}^p); \\ \bar{W} = Q(T^*, L, R)\tau \left( 1 - \frac{\tau^m}{m+1} \right) (1 - \tilde{x}^n); \end{aligned} \quad (2.1)$$

$m \geq 1, \quad p \geq 1, \quad n \geq 2.$

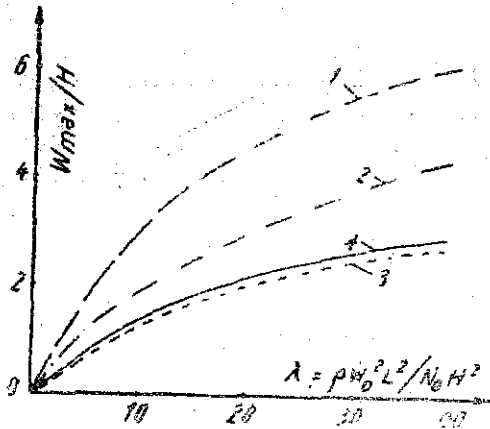
Dễ dàng chỉ ra rằng (2.1) thỏa mãn tất cả các điều kiện (1.20) và trường vận tốc biến dạng tương ứng với nó sẽ là:

$$\begin{aligned} \frac{\dot{\lambda}}{\lambda} \overset{\nabla}{x} = QP \cdot \tau(1 - \tau) \left( 1 - \frac{\tau^m}{m+1} \right) p \cdot n \tilde{x}^{n+p-2} \geq 0, \\ \frac{\dot{\lambda}}{\lambda} \overset{\nabla}{x} = \frac{1}{R} q(1 - \tau)(1 - \tilde{x}^p) \geq 0, \\ \dot{K} \overset{\nabla}{x} = -p(p-1)q(1 - \tau)\tilde{x}^{p-2} \leq 0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

Các hệ số sẽ được xác định qua các tham số  $m, n, p$  như sau:

$$\begin{aligned} A = 1; \quad B = \frac{1}{2} \frac{L^2}{RH} + \frac{p+1}{8}; \\ C = \frac{m(m^2 + (m+1))}{6(m+2)(m+3)} \cdot \frac{(p+1)(n+1)(n+p+1)}{(n+p-1)(n+p+2)}; \quad D = 1. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Ở đây việc tối ưu hóa lời giải trong lớp trường động đã chọn (2.1) dẫn về việc chọn các tham số  $m, n, p$  sao cho vế phải của (1.27) đạt giá trị lớn nhất. Bài toán cực trị trên giải theo thủ tục giải tích toán học là rất khó khăn. Ở đây khi chọn cùng một dạng



Hình 3

1. Đánh giá trên lý thuyết phi tuyến [3]
2. Đánh giá được xem như lời giải đầy đủ [5]
3. Đánh giá dưới lý thuyết phi tuyến [3]
4. Đánh giá dưới (2.1).

trường động như trong [3],  $\tilde{W}^* = (1 - \tau)(1 - \tilde{x})$ ,

tức ứng với  $m = p = \frac{1}{2}$  ta đã nhận được

kết quả tốt hơn kết quả cho trong [3]. Khi cho  $\frac{L}{RH} = 1/2$ , và  $n \rightarrow \infty$  (đồng ý  $W_{max}$  được

cho bởi :

$$\frac{W_{max}}{H} \geq \frac{1}{18} \left\{ 6(-1 + \sqrt{1 + 6\lambda}) - \frac{1}{\lambda} (-1 + \sqrt{1 + 6\lambda})^2 - \frac{1}{3\lambda} (-1 + \sqrt{1 + 6\lambda})^3 \right\} \quad (2.4)$$

So sánh lời giải (2.4) với lời giải cho trong [3], lời giải được xem là chính xác Jones [5] và đánh giá trên của T. Wierzicki [5] được chỉ ra trên hình 3

## KẾT LUẬN

Với bài toán vô trụ tròn chịu xung lực vận tốc đối xứng phân bố đều trên toàn vỏ, bài báo đã đưa ra các biểu thức tính toán cho trường hợp tổng quát. Các kết quả cụ thể được xét với việc chọn các trường động dưới dạng tách biến (2.1).

Với lớp các trường động dưới dạng tách biến, về phương diện toán học biểu thức đánh giá độ võng  $W_{max}$  của bài toán vô trụ tròn và bài toán bản tròn là hoàn toàn giống nhau. Việc tối ưu hóa bài toán trong trường hợp tổng quát vẫn là vấn đề cần quan tâm và giải quyết. Đối với trường hợp chọn trường động dưới dạng tách biến (2.1) việc tối ưu hóa bài toán theo các tham số  $m, n, p$  có thể thực hiện được bằng máy tính. Trường hợp khi  $m = p = 1$ . Kết quả đánh giá độ võng  $W_{max}$  khi  $n \rightarrow \infty$  (2.4) là tốt hơn nhiều so với kết quả trong [3] và trong các công trình khác [4, 5, 6, 7]. Lợi thế của phương pháp đánh giá mới [5] một lần nữa được khẳng định.

Để nhận được đánh giá việc chọn trường động ở đây đang dừng lại ở mức phải biết trước về mặt định tính của trường thực. Đánh giá có thể còn được nâng lên đối với việc chọn lớp các trường động dạng bất kỳ cũng như tìm được đánh giá tối hơn đánh giá (1.9) mà ta sử dụng.

Nhận ngày 18-5-1987

Địa chỉ:

Trường đại học Tổng hợp Huế.

## TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. VŨ VĂN THẾ, TRẦN BÁ TINH. Về phương pháp đánh giá dịch chuyển của các công trình công - dẻo chịu tải trọng động mạnh, gây ra dịch chuyển lớn I. TCCH. Số 2, 1987.

2. VŨ VĂN THẾ, TRẦN BÁ TÍNH. Về phương pháp đánh giá dịch chuyển của các công trình cứng - dẻo chịu tải trọng động mạnh, gây ra dịch chuyển lớn. II. TCCH, Số 3, 1987.
3. VŨ VĂN THẾ. Phương pháp đánh giá dưới dịch chuyển lớn của vỏ trụ cứng dẻo chịu tải trọng động. TCKHKT. Số 1 + 2, 1984.
4. DUSZEK M. Plastic analysis of cylindrical shells subjected to large deflection, Arch. Mech. Stos., pp. 599-614, Vol-5, N° 2, 1969.
5. JONES N. The Influence of large deflections on the behavior of rigid - plastic cylindrical shells loaded impulsively. J. Appl. Mech., pp. 416 - 424, Vol. 37, 1970.
6. WIERZBICKI T. Bounds for large plastic deformations of dynamically loaded continua and structures. Lect. Sci - Dyn - Plast. Struc, CISM. Udine, 1979.
7. DRUCKER D. C., SHIELD R. T. Limit analysis of symmetrically loaded thin shells of revolution. J. Appl. Mech., Vol - 26, N° 61, 1959.
8. SAWCZUK A. On plastic shell theories at large strains and displacements, Int. J. Mech. Sci., pp 231 - 244 Vol. 24, N° 4, 1982.
9. WALTER J. MORALES and NEYVILL G. E. Lower bound on deformations of dynamically loaded rigid - plastic continua - AIAA. J., Vol 8., N° 11. Nov. 1970.

## SUMMARY

### LOWER BOUND ANALYSIS OF RIGID - PLASTIC CYLINDRICAL SHELLS SUBJECTED TO LARGE DEFLECTIONS LOADING IMPULSIVELY

An effective solution of the lower bound estimate problem is presented for the case of cylindrical shells excited by axisymmetrically distributed impulses. Basing upon general formulation discussed in [1] continuum is considered with large displacements, large strains and material rigid - plasticity. For the analysis the dynamically admissible fields of displacements and velocities are utilized in terms of spacetime separated variables. Some advantages of the method are given by an illustrated example in comparison with lower - upper bound solutions obtained by other approaches and with experimental results.

## ĐẠI HỘI ĐẠI BIỂU TOÀN QUỐC HỘI CƠ HỌC VIỆT NAM LẦN THỨ II

Ngày 23 tháng 1 năm 1988 Hội Cơ học Việt Nam đã tổ chức thành công Đại hội đại biểu toàn quốc lần thứ II. Sau khi tổng kết công tác của Hội trong 5 năm qua và thảo luận về hướng công tác trong nhiệm kỳ tới Đại hội đã bầu ra ban chấp hành trung ương mới gồm các đồng chí: Lê Quý An, Nguyễn Văn Báo, Nguyễn Đức Căn (Phó chủ tịch), Nguyễn Ngọc Cầu, Ngô Huy Cầu, Lê Khánh Châu, Nguyễn Hữu Chí (Phó Chủ tịch), Chu Thuồng Đán, Nguyễn Văn Đạo (Chủ tịch), Nguyễn Văn Diệp (Phó Chủ tịch), Nguyễn Đông, Đỗ Đoàn Hải, Nguyễn Văn Hồi, Phạm Hồng, Lê Ất Hợi, Nguyễn Xuân Hùng, Phạm Huyền (Tổng thư ký), Nguyễn Văn Hương, Thái Nguyễn Bạch Liên, Nguyễn Công Mẫn, Trịnh Văn Nhân (Phó Chủ tịch), Nguyễn Ân Niên, Nguyễn Văn Phó, Ngô Thành Phong, Nguyễn Thiện Phúc, Nguyễn Thị Ngọc Quyên, Nguyễn Tài, Võ Văn Thảo, Nguyễn Hoa Thịnh, Nguyễn Trâm.