

## SÓNG XUNG KÍCH TRONG HỖN HỢP DỊ THỂ CHẤT LỎNG VỚI CHẤT KHÍ HOẶC HƠI

DƯƠNG NGỌC HẢI

§ 1. Hỗn hợp dị thể chất lỏng với chất khí hoặc hơi thường gặp trong công nghiệp khai thác và vận chuyển dầu khí, trong các ngành năng lượng và trong công nghệ hóa học. Hỗn hợp loại này về phương diện cơ học thú vị ở chỗ phụ thuộc vào tác dụng qua lại giữa 3 nhân tố cơ bản: tính phi tuyến, sự tán sắc và quá trình hao tán năng lượng bức tranh sóng có thể rất đa dạng và nó dễ dàng thay đổi khi thay đổi các điều kiện thủy động lực, cấu trúc và tính chất vật lý nhiệt của hỗn hợp, các quá trình tương tác pha (trao đổi khối lượng, xung lượng và năng lượng). Phương trình trạng thái của hỗn hợp nói chung là không hoánhâm [1].

Trong khuôn khổ bài báo này trên cơ sở các hệ thức trên các bước nhảy [2] xét đường đoạn nhiệt xung kích của môi trường dị thể chất lỏng với chất khí hoặc hơi. Dòng chảy không dừng của hỗn hợp dị thể chất lỏng với hơi có thể tìm thấy trong [3]. Quá trình sóng trong hỗn hợp chất lỏng với hơi có cấu trúc bọt có thể tìm thấy trong [4-7].

§ 2. Giả sử trong hỗn hợp dị thể chất lỏng với chất khí hoặc hơi tồn tại một sóng xung kích dừng chuyển động về phía cuối đường ống. Trạng thái cân bằng của hỗn hợp sau sóng tới ký hiệu bằng chỉ số (1) ở phía trên. Sóng này tác động vào đáy ống, phản xạ và đi về phía ngược lại. Trạng thái cân bằng sau sóng phản xạ ký hiệu bằng chỉ số (2) ở phía trên. Chỉ số 0 ở dưới dùng để chỉ các giá trị biến số ở trạng thái ban đầu. Giả thiết rằng trước sóng tới và sau sóng phản xạ hỗn hợp đứng yên:  $v_0 = v^{(2)} = 0$ . Ở đây  $v$  là vận tốc.

§ 3 Không đi sâu vào cấu trúc chi tiết của sóng xung kích xét quá trình truyền mặt gián đoạn mạnh của các biến số. Giả thiết chất lỏng mang là nén được. Trong trường hợp dung tích riêng của pha hơi  $\alpha_v$  nhỏ so với đại lượng tương ứng của pha lỏng:  $\alpha_v \ll \alpha_l$  và trong điều kiện ở xa trạng thái tới hạn mật độ khối trung bình của pha hơi nhỏ hơn rất nhiều so với đại lượng tương ứng của pha lỏng:  $m_v = \alpha_v \rho_v^0 / \alpha_l \rho_l^0 \ll 1$ . (Ở đây  $\rho^0$  là mật độ khối thực của vật chất). Như vậy sự tồn tại của pha hơi chỉ thể hiện qua độ nén chung của hóa hợp. Trạng thái cân bằng của hỗn hợp chất lỏng với hơi không ổn định. Do tác động của sóng xung kích hơi trong hỗn hợp sẽ ngưng tụ, vì vậy môi trường sau sóng tới và sóng phản xạ sẽ là chất lỏng đồng nhất một pha. Đây ống giả thiết làm bằng vật liệu cứng tuyệt đối.

Trong hệ thống chất lỏng chứa những bọt khí không quá nhỏ (bán kính của các bọt khí  $R \gg 10^{-3}$  mm) cơ chế hao tán năng lượng cơ bản là cơ chế nhiệt. Trong trường hợp đó điều kiện năng lượng cần để bảo tồn cấu trúc bọt của hỗn hợp có thể viết dưới dạng sau:

$$C_f [T_s(p^{(1)}) - T_s(p_0)] \leq m_v l \quad (3.1)$$

Ở đây  $C$  là nhiệt dung riêng,  $T$  là nhiệt độ,  $l$  là nhiệt lượng riêng hóa hơi. Các chỉ số dưới:  $f$  dùng để chỉ pha lỏng,  $v$  (hay  $g$ ) dùng để chỉ pha hơi (hay khí trung tính),  $s$  dùng để chỉ các biến số trên đường bão hòa pha. Sử dụng định luật Clapêrôn-

Điều kiện đủ để phá hủy cấu trúc của hỗn hợp có thể biểu diễn qua cường độ sóng xung kích dưới dạng sau :

$$p^{(1)} - 1 > \delta p = m v / \epsilon_0 / a_{*} c_{11} \quad (3.2)$$

Trong đó  $P$  là áp suất, còn :

$$p^{(1)} = \frac{p^{(1)}}{p_0}; a_{*}^2 = \frac{p_0}{\rho_{f_0}^0}; \epsilon_0 = \frac{\rho_{v_0}^0}{\rho_{f_0}^0}; C_{11} = \frac{C_{11}^0}{l}$$

Đối với nhiều môi trường điều kiện (3.2) xảy ra đối với sóng xung kích có độ thâm chí rất nhỏ. Đối với nước ( $H_2O$ ) ở điều kiện  $p \sim 0,1 \text{ MPa}$ ,  $\alpha_{v_0} \sim 0,1$  có giá trị  $\sim 10^{-2}$ . Sự giảm cường độ của sóng xung kích dẫn tới sóng có cấu trúc hơn, đồng thời làm tăng chiều dày của nó lên [7]. Bởi vậy áp suất cân bằng sau phản xạ  $p^{(1)}$  chỉ được thiết lập sau một thời gian đủ lớn. Ngoài ra sóng có cường độ nhỏ có thể xét trong khuôn khổ của lý thuyết tuyến tính : Trammel 1962; Nakoryakov reiber 1979; Adamatov và Shagapov 1981. Trong mục này chỉ xét những sóng có cường độ lớn ( $P^{(1)} - 1 > \delta P$ ).

Đối với hỗn hợp đang xét các định luật bảo toàn khối lượng và xung lượng viết sóng tới có vận tốc  $U^{(1)}$  và sóng phản xạ có vận tốc  $U^{(2)}$  có dạng sau :

$$\begin{aligned} \rho_0 U^{(1)} &= \rho^{(1)}(U^{(1)} - v^{(1)}); p^{(1)} - p_0 = \rho_0 U^{(1)} v^{(1)}; \\ \rho^{(1)}(U^{(2)} + v^{(1)}) &= \rho^{(2)} U^{(2)}; p^{(2)} - p^{(1)} = \rho^{(1)}(U^{(2)} + v^{(1)}) v^{(1)}; \\ \rho_0 &= \alpha_{f_0} \rho_{f_0}^0 (1 + m_{v_0}) \approx \alpha_{f_0} \rho_{f_0}^0; \alpha_v^{(1)} = \alpha_v^{(2)} = 0. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Đối với sóng có cường độ hữu hạn  $P^{(1)} - 1 > \delta P$ ,  $\rho^{(1)}$ ,  $\rho^{(2)}$  biểu thị mật độ ứng của chất lỏng một pha sau sóng tới và sau sóng phản xạ. Đối với miền thay áp suất  $p \sim 0,1 - 10 \text{ MPa}$  sử dụng phương trình của âm học tuyến tính :

$$p^{(1)} - p_0 = a_f^2 (\rho^{(1)} - \rho_{f_0}^0); p^{(2)} - p^{(1)} = a_f^2 (\rho^{(2)} - \rho^{(1)}). \quad (3.4)$$

Trên cơ sở hệ phương trình (3.3), (3.4) có thể biểu diễn các biến số sau sóng kích qua các biến số đã biết ở phía trước nó. Qua một số lược biến đơn giản dễ nhận được phụ thuộc vận tốc truyền sóng qua cường độ sóng và các biến số liệt :

$$U^{(1)} = U_0 \sqrt{\frac{1 + \alpha_{v_0} \delta_a}{1 + \delta_a}} \approx U_0 [1 - (1 - \alpha_{v_0}) \delta_a]^{1/2}. \quad (3.5)$$

$$y : \delta_a = U_0^2 / a_f^2; U_0^2 = (p^{(1)} - p_0) / \alpha_{f_0} \alpha_{v_0} \rho_{f_0}^0; \alpha_{v_0} \sim 10^{-2}; p^{(1)} - p_0 \sim 0,1 \text{ MPa}; \rho_{f_0}^0 \sim 10^3 \text{ kg/m}^3; U^{(1)} \approx U_0 \approx 10^2 \text{ m/s}.$$

Từ (3.5) dễ nhận thấy rằng  $U^{(1)} \rightarrow U_0$  khi  $\alpha_{v_0} \rightarrow \infty$  ( $\alpha_{v_0} \rightarrow 0$ ). Từ đây cũng suy ra hướng của tính co nén của chất lỏng mang chỉ thể hiện qua thừa số  $\delta_a$ . Điều kiện và đủ để loạn bộ sự co nén của hỗn hợp xảy ra cần yếu do sự co nén của pha là :

$$\delta_a \ll 1. \quad (3.6)$$

Trong trường hợp  $\alpha_{v_0} \sim 10^{-2}$ ;  $\rho_{f_0}^0 \sim 10^3 \text{ kg/m}^3$ ;  $a_f \sim 10^2 \text{ m/s}$  điều kiện (3.6) thỏa khi  $p^{(1)} - p_0 \sim 1,0 \text{ MPa}$ .

Để tính áp suất sau sóng phản xạ  $p^{(2)}$  ta có biểu thức sau :

$$p^{(2)} = p^{(1)} [1 + f(P^{(1)})]. \quad (3.7)$$

Ở đây :

$$f(P^{(1)}) = \frac{1}{\alpha_{v_0} P^{(1)}} [1 + \alpha_{v_0} (P^{(1)} - 1)] \sqrt{\frac{\sqrt{\Lambda}}{2} + \sqrt{1 + \frac{\Lambda}{4}}};$$

$$A = \frac{\alpha_{v0}}{\alpha_{f0}} \alpha_u (P^{(1)} - 1) [1 + (\alpha_u/\alpha_{v0}) (P^{(1)} - 1)] / [1 + \alpha_u (P^{(1)} - 1)];$$

Trong trường hợp  $\delta_u$  và  $\alpha_{v0} \sqrt{\delta_u} \ll 1$  có thể đơn giản hóa (3.7):

$$P^{(2)} = P^{(1)} [1 + f(P^{(1)})]; f(P^{(1)}) = \frac{U_t}{P^{(1)}} \sqrt{P^{(1)} - 1}; U_t^2 = \frac{\alpha_{v0}}{\alpha_u \alpha_{f0}}. \quad (3.8)$$

Trên cơ sở (3.8) trong trường hợp sóng xung kích có cường độ đủ lớn để làm ngưng tụ toàn bộ lượng hơi có trong hỗn hợp dễ dàng có thể đánh giá được độ khuếch đại sóng khi bị phản xạ lại bởi một tường tuyệt đối cứng. Trường hợp  $\alpha_{v0} = 0$  từ (3.8) nhận được kết quả đối với môi trường âm học tuyến tính có độ nén nhỏ:

$$P^{(2)} = P^{(1)} (2 - p_0/P^{(1)}). \quad (3.9)$$

Quan hệ hàm số (3.7), (3.8) chứa điểm đặc biệt:  $df/dP^{(1)} \sim (P^{(1)} - 1)^{-1/2} \rightarrow \infty$  khi  $P^{(1)} \rightarrow 1$ . Điều này có nghĩa là khi cường độ sóng xung kích  $P^{(1)} - 1$  tiến tới 0 hệ số tăng áp do sóng bị phản xạ lại bởi một tường tuyệt đối cứng tiến tới vô hạn. Điểm đặc biệt này xuất hiện do vi phạm điều kiện (3.1), mà trên cơ sở đó chúng ta đã thu nhận được các biểu thức (3.7), (3.8), khi  $P^{(1)} \rightarrow 1$ .

§ 4. Trong trường hợp hỗn hợp dị thể chất lỏng với chất khí trung tính không ngưng tụ và không hòa tan các thông số sau sóng phản xạ có thể biểu diễn được qua các thông số sau sóng tới bằng phương trình sau:

$$P^{(2)} = P^{(1)} \left[ 1 + \frac{(P^{(1)} - 1)(1 - \varphi_1)}{P^{(1)}(\varphi_1 - \varphi_2)} \right]; \varphi_i = \frac{\alpha_{v0} p_0}{P^{(1)}} + \frac{\alpha_{f0}}{1 + \alpha_0 (P^{(1)} - p_0)/\alpha_{f0}^2}, \quad (4.1)$$

$i = 1, 2.$

Khác với hỗn hợp dị thể chất lỏng với hơi, trong trường hợp này cấu trúc dị thể của môi trường sau sóng tới cũng như sau sóng phản xạ vẫn được bảo toàn. Mật độ khối lượng trung bình của môi trường tương ứng sau sóng tới và sau sóng phản xạ có dạng sau:

$$\rho^{(1)} \approx \alpha_f^{(1)} \rho_f^{(1)}; \rho^{(2)} \approx \alpha_f^{(2)} \rho_f^{(2)}.$$

Để xác định đúng tích của pha khí  $\alpha_g$  định luật bảo toàn khối lượng của pha khí cho phép bổ sung thêm 2 hệ thức vào hệ phương trình (3.3) và (3.4):

$$\alpha_{g0} p_0 / \rho_0 = \alpha_g^{(1)} P^{(1)} / \rho^{(1)} = \alpha_g^{(2)} P^{(2)} / \rho^{(2)} \quad (4.2)$$

Còn vận tốc lan truyền của sóng tới có thể biểu diễn dưới dạng sau:

$$U^{(1)} \approx U_0 (1 - \delta_u). \quad (4.3)$$

Ở đây:

$$U_0 = P^{(1)} / \alpha_{v0} \alpha_{f0} \alpha_{f0}^0.$$

Kết quả (4.3) lần đầu tiên thu nhận được trong công trình của Campell và Pi cher 1958. Vận tốc lan truyền sóng xung kích trong hỗn hợp dị thể chất lỏng với chất khí cũng được nhắc tới trong công bố của Parkin, Gilmer và Brode 1961. Các tác giả này đã nhận được sóng tới và vận tốc lan truyền sóng:

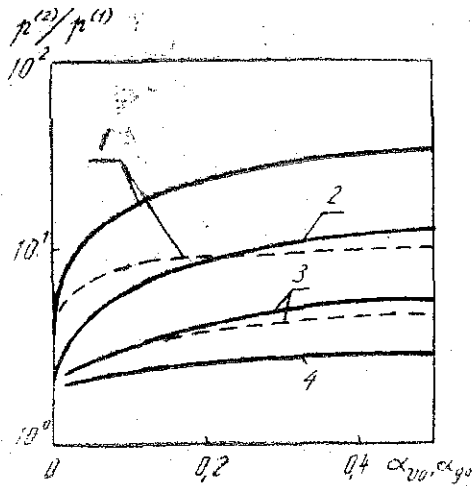
$$U^{(1)} = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2}} U_0 \left( 1 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{1}{P^{(1)}} \right)^{1/2}. \quad (4.4)$$

Khi  $\gamma \approx 1$  và  $\alpha_{v0} \ll 1$  (4.4) trùng với (4.3).

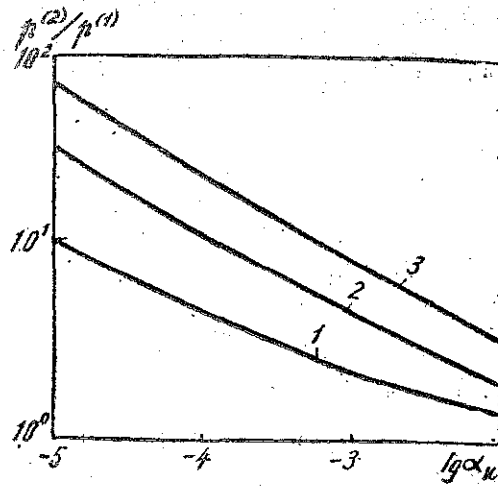
Trường hợp chất lỏng mang là không nên được phương trình (4.1) có thể giải một cách đơn giản:

$$P^{(2)} = P^{(1)} P^{(1)} \quad (4.5)$$

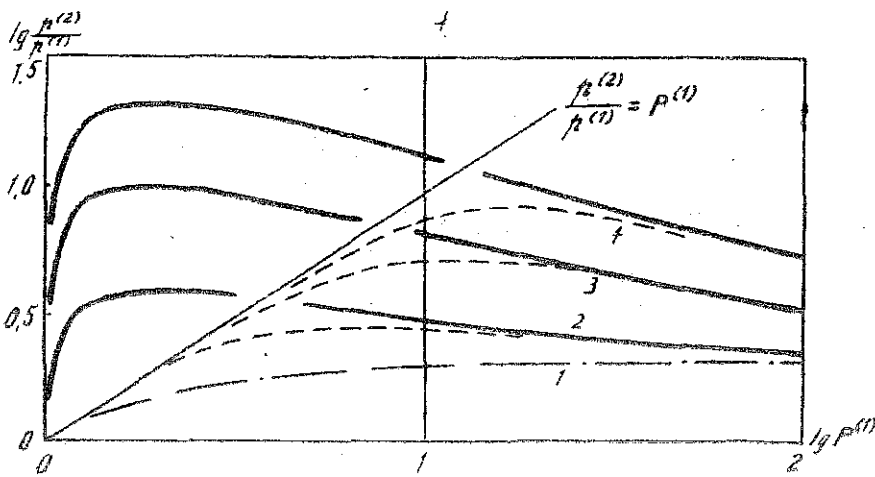
§ 5. Các biểu thức (3.7) (hay (3.8)) và (4.1) cho thấy khả năng tăng đáng kể cường độ sóng xung kích trong hỗn hợp dị thể chất lỏng với chất khí hoặc hơi sau khi bị phản xạ bởi một tường cứng tuyệt đối. Đối với hỗn hợp nước và hơi nước ở điều kiện  $p_0 \sim 0,1 \text{ MPa}$ ;  $\rho_{l0} \sim 10^3 \text{ kg/m}^3$ ;  $a_l \sim 1500 \text{ m/s}$ ;  $\alpha_{v0} \sim 0,1$  ta có  $U_1 = 50$  và sau khi phản xạ sóng tới có cường độ  $p^{(1)} \approx 0,2$  và  $0,5 \text{ MPa}$  áp suất trên thành đáy của ống tương ứng là  $p^{(2)} \sim 5,2$  và  $10,5 \text{ MPa}$ . Hiện tượng tăng cường độ sóng khi phản xạ tỷ lệ với sự tăng dung tích của pha khí  $\alpha_{g0}$ .



Hình 1



Hình 2



Hình 3

Phương trình (4.1) được giải bằng phương pháp Newton đối với ẩn  $p^{(2)}/p^{(1)}$  khi cho trước giá trị  $\alpha_{g0}$ ,  $\alpha_u$  và  $p^{(1)}$ .

Đối với phương trình:

$$F(x) = 0; x \in \Omega_a = \{x : |x - x_*| < a\}; a > 0 \quad (5.1)$$

điều kiện hội tụ của phép lặp với  $x_0 \in \Omega_b$ :

$$x^{n+1} = x^n - F(x^n)/F'(x^n) \quad (5.2)$$

có dạng sau :

$$1) |F'(x_1^{-1})| \leq a_1, \forall x \in \Omega_1.$$

$$2) |F(x_1) - F(x_2) - F'(x_2)(x_1 - x_2)| \leq a_2 |x_1 - x_2|^2, x_1, x_2 \in \Omega_2. \quad (5.3)$$

Ở đây  $c = a_1 + a_2$ ,  $b = \min(a, c^{-1})$  còn  $x_*$  là nghiệm đúng của bài toán (5.1). Đánh giá sai số theo phương pháp (5.2) có dạng sau :

$$|x^n - x_*| \leq C^{-1} |C| |x_0 - x_*|^{2^n}. \quad (5.4)$$

Dễ dàng chỉ ra rằng trong trường hợp của chúng ta các điều kiện (5.3) đều thỏa mãn.

Trên hình 1, 2, 3 là các biểu đồ sự khếch đại sóng xung kích khi bị phản xạ bởi một tường phẳng cứng một đôi phụ thuộc vào các biến số không thứ nguyên : dung tích riêng của pha khí  $\alpha_1$  hay hơi nước (hình 1), hệ số tương đối giữa độ nén của môi trường trước và sau sóng tới  $\alpha_2$ , cường độ không thứ nguyên của sóng tới  $P^{(1)}$ .

Trên các hình vẽ các đường cong liên tục biểu diễn các quá trình xảy ra đối với hỗn hợp chất lỏng và hơi, các đường cong gián đoạn biểu diễn các quá trình xảy ra đối với hỗn hợp chất lỏng với chất khí trạng thái không ngưng tụ và không hòa tan, còn đường gạch - chấm biểu diễn sự thay đổi  $p^{(2)}/p^{(1)}$  (đường cong 1, hình 3) theo  $p^{(1)}/p_0$  trong chất lỏng nếu yêu cầu tính các đường cong 1, 2 trên hình 1 tương ứng với trường hợp  $\alpha_1 = 4 \cdot 10^{-5}$ , còn  $P^{(1)} = 10$  và  $10^2$  (các điều kiện này có thể mô hình hóa bằng hỗn hợp nước với hơi nước hay không khí ở điều kiện  $p_0 = 0,1$  MPa). Các đường cong 3,4 của hình 1 tương ứng với trường hợp  $\alpha_1 = 2,6 \cdot 10^{-3}$ , còn  $P^{(1)} = 10$  và  $10^2$  (hỗn hợp nước với hơi nước hay không khí ở điều kiện  $p_0 = 5$  MPa).

Trên hình 2 các đường cong 1, 2, 3 biểu diễn sự biến thiên của  $p^{(2)}/p^{(1)}$  phụ thuộc vào  $\alpha_2$  trong trường hợp dung tích riêng của pha hơi  $\alpha_1$  nhận các giá trị tương ứng bằng 0,005 ; 0,05 và 0,20. Ở đây  $P^{(1)} = 2$ .

Trên hình 3 các đường cong 2, 3, 4 biểu diễn sự biến thiên của  $p^{(2)}/p^{(1)}$  phụ thuộc vào cường độ sóng tới  $P^{(1)}$  trong trường hợp dung tích riêng của pha hơi hay khí nhận các giá trị tương ứng bằng 0,005 ; 0,05 và 0,20. Ở đây  $\alpha_1 = 1,7 \cdot 10^{-4}$  (tương ứng với trường hợp hỗn hợp chất lỏng với hơi Nitơ hay không khí).

Biểu đồ nêu trên cho thấy giữa hỗn hợp có thể chất lỏng với chất khí hoặc hơi có tính chất phi tuyến vật lý mạnh độ nén của môi trường giảm đột ngột khi giảm dung tích của pha khí hay hơi. Các kết quả thu được cho thấy sự ngưng tụ hoàn toàn pha hơi trong hỗn hợp làm thay đổi toàn bộ cấu trúc của môi trường và tính cơ nén của nó, có thể dẫn đến sự ngưng tụ hoặc áp suất của môi trường khi trong môi trường sóng xung kích bị phản xạ bởi một tường cứng.

Cần lưu ý rằng trong thí nghiệm trên các ống xung kích vì đặc điểm của chính thí nghiệm áp suất  $p^{(2)}$  thông qua các nó cũng được ghi nhận trên các dụng cụ đo. Nếu độ dài miền tích thoát của sóng tới đủ lớn, sóng hạ áp từ lưỡng cao áp của ống xung kích có thể lan truyền tới đây hướng hạ áp trước thời điểm thiết lập áp suất cân bằng (Nigmatin 1972). Vì vậy trong trường hợp này áp suất tới đã ghi nhận được trên các dụng cụ đo trên đây  $P_w$  sẽ nhỏ hơn giá trị áp suất cân bằng chờ đợi  $P^{(2)}$ . Nhờ chúng áp suất ghi nhận được trong các thí nghiệm  $P_w$  có thể phụ thuộc vào nhiều yếu tố : kích thước ban đầu của lớp 1-2 khí, tính chất vật lý nhiệt của môi trường, cường độ sóng, sự ngưng tụ và sự biến dạng giữa thể pha hơi khí và nước. Ngoài tất cả các yếu tố kể trên độ dài hướng cao áp của ống xung kích cũng có thể ảnh hưởng tới giá trị  $P_w$ . Trong trường hợp sóng có cường độ đủ lớn, các bọt khí bị đập nát và độ dài miền tích thoát sẽ bị giảm đi đáng kể so với trường hợp không có hiện tượng trên. Trong trường hợp này theo như kết quả tính toán áp suất cân bằng tới đã sau sóng phản xạ sẽ kịp thiết lập trước khi sóng hạ áp truyền tới. Còn trong trường hợp không có hiện tượng nghiền nát các bọt khí tức thành sóng hoàn toàn khác bởi vì độ rửa xói của mặt sóng trong trường hợp này sẽ tăng lên nhiều lần.

Địa chỉ :  
Viện cơ học Viện KHEVN

Nhận ngày 15-11-1986

1. NIGMATULIN R. I. Mathematical modelling of bubbly liquid motion and hydrodynamical effects in Wave propagation phenomenon. App. Sci. Res. Int. J. Thermal, Mechanical and Electromagnetic phenomena in Continua, v. 38, Netherlands, 1982.
2. XÊ ĐỒ V L. I. Cơ học môi trường liên tục. t. 1, Nxb ĐN và THCN, Hà Nội 1978.
3. DƯƠNG NGỌC HẢI. Dòng chảy không dừng của chất lỏng ở nhiệt độ sôi. Tạp chí Cơ học, N°4, 1984.
4. ЗЫОНГ НГОК ХАЙ, ХАБЕЕВ Н. С. Численное моделирование ударных волн в парожидкостных потоках. В кн. Неравновесные процессы в одно- и двухфазных системах. Институт Теплофизики СО АН СССР, Новосибирск, 1981.
5. ЗЫОНГ НГОК ХАЙ, НИГМАТУЛИН Р. И., ХАБЕЕВ Н. С. Нестационарные волны в жидкости с пузырьками пара. Изв. АН СССР МЖТ, N°5, М., 1984.
6. ЗЫОНГ НГОК ХАЙ, НИГМАТУЛИН Р. И., ХАБЕЕВ Н. С. Распространение акустических сигналов в жидкости с пузырьками пара. В кн. Доклады III-го Всесоюзного симпозиума по физике акустико-гидродинамических явлений и оптоакустике. Ташкент, 1982.
7. КУЗНЕЦОВ В. В., ЛЕЖНИН С. И., ПРИБАТУРИН Н. А., ЗЫОНГ НГОК ХАЙ. Нестационарные процессы в кипящих потоках. Препринт 96 - 83, Институт Теплофизики СО АН СССР, Новосибирск, 1983.

## РЕЗЮМЕ

РАСПРОСТРАНЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН В ГАЗО-И  
ПАРОЖИДКОСТНЫХ СМЕСЯХ

Рассматривается процесс распространения ударных волн конечных интенсивностей в газо- и парожидкостных смесях. На основании соотношений на скачках исследуются скорости распространения ударных волн и равновесные параметры среды за падающей и отражённой от твёрдой стенки волнами. Получено, что наличие в жидкости даже не очень большого количества газа или пара ( $\alpha_g, \alpha_v \sim 10^{-2}$ ) сильно уменьшает скорость распространения ударных волн. Показано, что полная конденсация пара в пузырьках, меняя структуру смеси и её сжимаемости, может приводить к аномальному повышению давления в среде при отражении ударных волн от твёрдой стенки. Приведен анализ возможности получения максимальных давлений в смесях на экспериментальных установках типа ударных труб.