

**Расчет распада произвольного
разрыва в двухскоростном
потоке с несжимаемыми
компонентами**

**Б.Л. Канцырев
ИО РАН**

- Установление противоточного течения – волновой процесс.

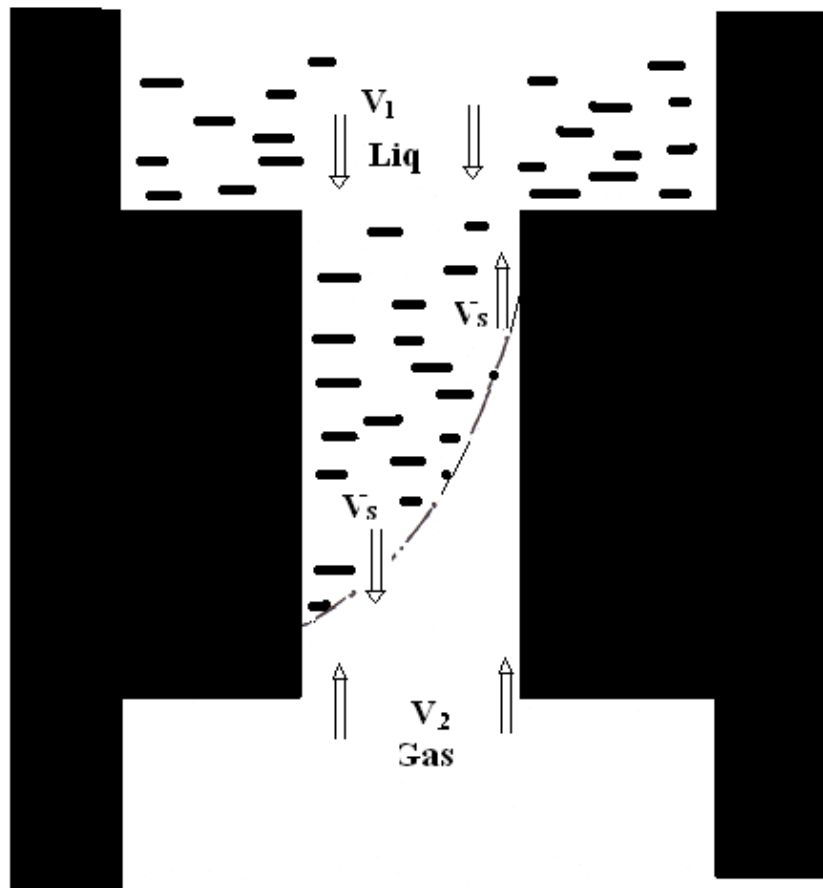
Недостаточность стационарной модели



2- уравнение неразрывности,
2- уравнение - баланс импульса ,

Параметры G_g, G_L

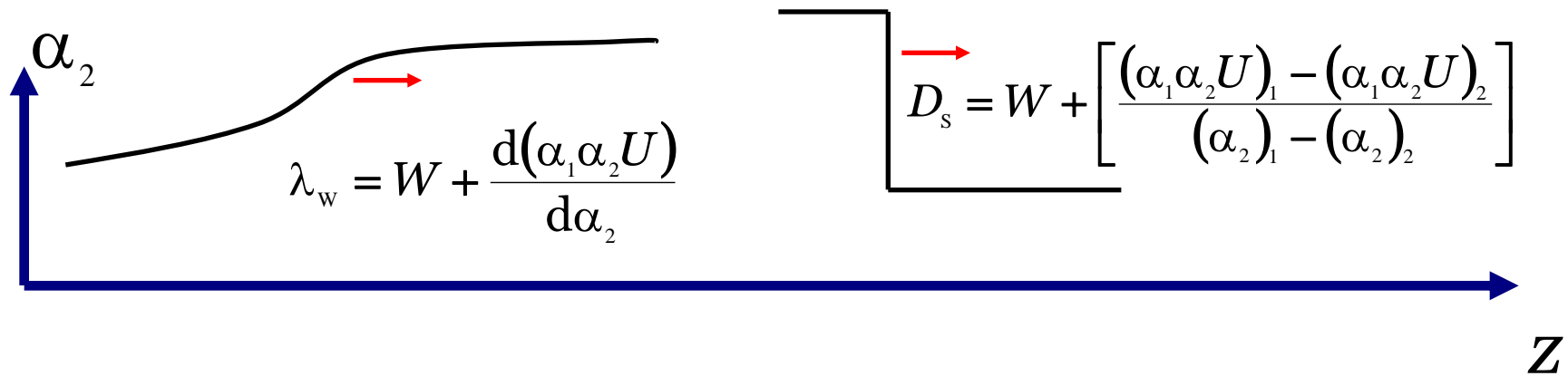
неизвестные $\Delta P, V_L, V_g, \alpha$



Непрерывные волны. Непрерывные ударные волны. Динамические волны. [Г. Уоллис. Одномерные двухфазные течения. Гл 6. 1972]

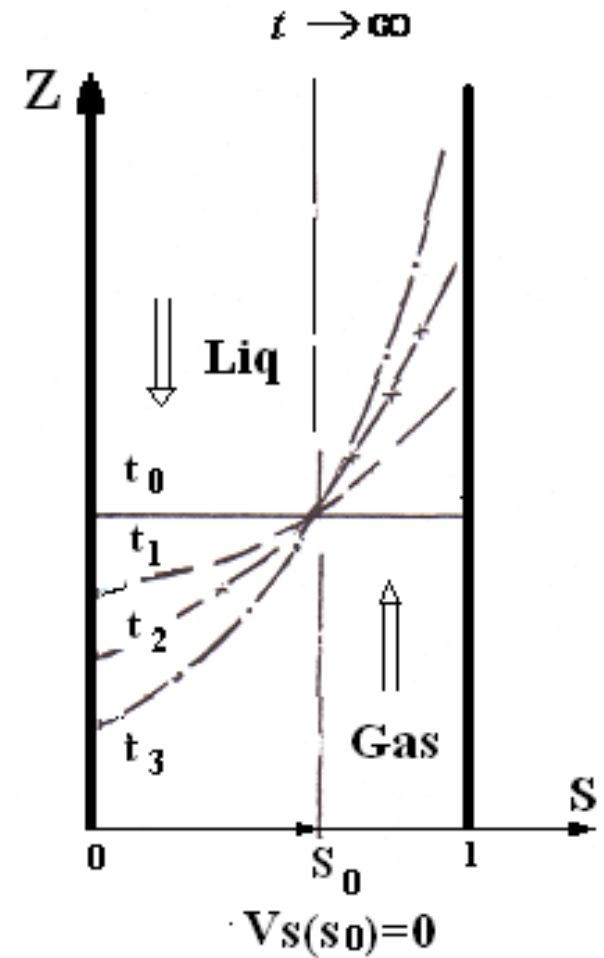
$$U \equiv V_2 - V_1$$

$$\begin{aligned}
 U = U(R_B, \alpha_2) \quad W = \text{const} \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_2 V_2(U, W, \alpha_2)}{\partial z} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + \lambda_w \frac{\partial \alpha_2}{\partial z} = 0
 \end{aligned}$$



$V_s = 0$ ---- определяет единственное решение.

$$\frac{\partial S}{\partial t} + V_{S(w_1, w_2, S)} \frac{\partial S}{\partial z} = 0$$



- 1- Стационарный режим ССFL устанавливается, как критический режим истечения из канала.
- 2- Анализ волновых процессов при ССFL позволяет интерпретировать соотношения между опускным и подъёмным удельными расходами.



***Актуально уточнение волновых свойств
двухскоростного движения***

Определение. Движение дисперсной смеси называется *ламинарным*, если отсутствует хаотическое движение дисперсной фазы (пусть это будет вторая фаза) ($\Delta \mathbf{v}'_2 = 0$), а пульсации скоростей несущей фазы (первая фаза) связаны только с относительным макроскопическим движением (скольжением) фаз $\Delta v'_1 \sim |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|$.

$$P_1 = -\alpha_1 \psi(\alpha_2) \omega^2 \qquad k_1 = 0.5 \alpha_2 \chi(\alpha_2) \omega^2$$

$\chi(\alpha_2)$, $\psi(\alpha_2)$ -Пульсационные коэффициенты.

Пример. Газожидкостный поток с несжимаемыми компонентами.

($J_{12}=0$)

3.
$$\frac{\partial(\rho_1^\circ \alpha_1 V_1 + \rho_2^\circ \alpha_2 V_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1^\circ \alpha_1 V_1^2 + \rho_2^\circ \alpha_2 V_2^2 - \sigma^1)}{\partial z} = \rho g$$

4.
$$\frac{\partial\left(\rho_1^\circ \alpha_1 \left(u_1 + \frac{1}{2} V_1^2 + \kappa_1\right) + \rho_2^\circ \alpha_2 \left(u_2 + \frac{1}{2} V_2^2\right)\right)}{\partial t} +$$

$$+ \frac{\partial\left(\rho_1^\circ \alpha_1 V_1 \left(u_1 + \frac{1}{2} V_1^2 + \kappa_1\right) + \rho_2^\circ \alpha_2 V_2 \left(u_2 + \frac{1}{2} V_2^2\right) - C^1\right)}{\partial z} = \rho g V$$

5.
$$\rho_1^\circ \alpha_1 \frac{d_1 u_1}{dt} = \chi_1 K_\mu \alpha_1 \alpha_2 \omega^2 + Q_{21},$$

6.
$$\rho_2^\circ \alpha_2 \frac{d_2 u_2}{dt} = \chi_2 K_\mu \alpha_1 \alpha_2 \omega^2 + Q_{12}$$

$$\chi_1 + \chi_2 = 1, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1, \quad Q_{12} + Q_{21} = 0, \quad C^1 = -p_1 \alpha_1 V_1 - p_2 \alpha_2 V_2 + V_2 \rho_1^\circ \Pi_1$$

$$\rho_1^\circ = \text{const}, \quad p = p_1 \alpha_1 + p_2 \alpha_2, \quad \omega \equiv V_2 - V_1, \quad p_1 - p_2 = \Lambda \rho_1^\circ \omega^2$$

$$\rho_2^\circ = \text{const}, \quad \sigma^1 = -p + \rho_1^\circ \Pi_1, \quad \Lambda = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right)$$

$$V_2 - V_1 \equiv \omega$$

$$3. \quad \frac{\partial(\rho_1^\circ \alpha_1 V_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1^\circ \alpha_1 V_1^2 - \alpha_1 \sigma^1)}{\partial z} = -p \frac{\partial \alpha_2}{\partial z} - \chi \rho_1^\circ \alpha_1 \alpha_2 \left(\frac{d_1 V_1}{dt} - \frac{d_2 V_2}{dt} \right) +$$

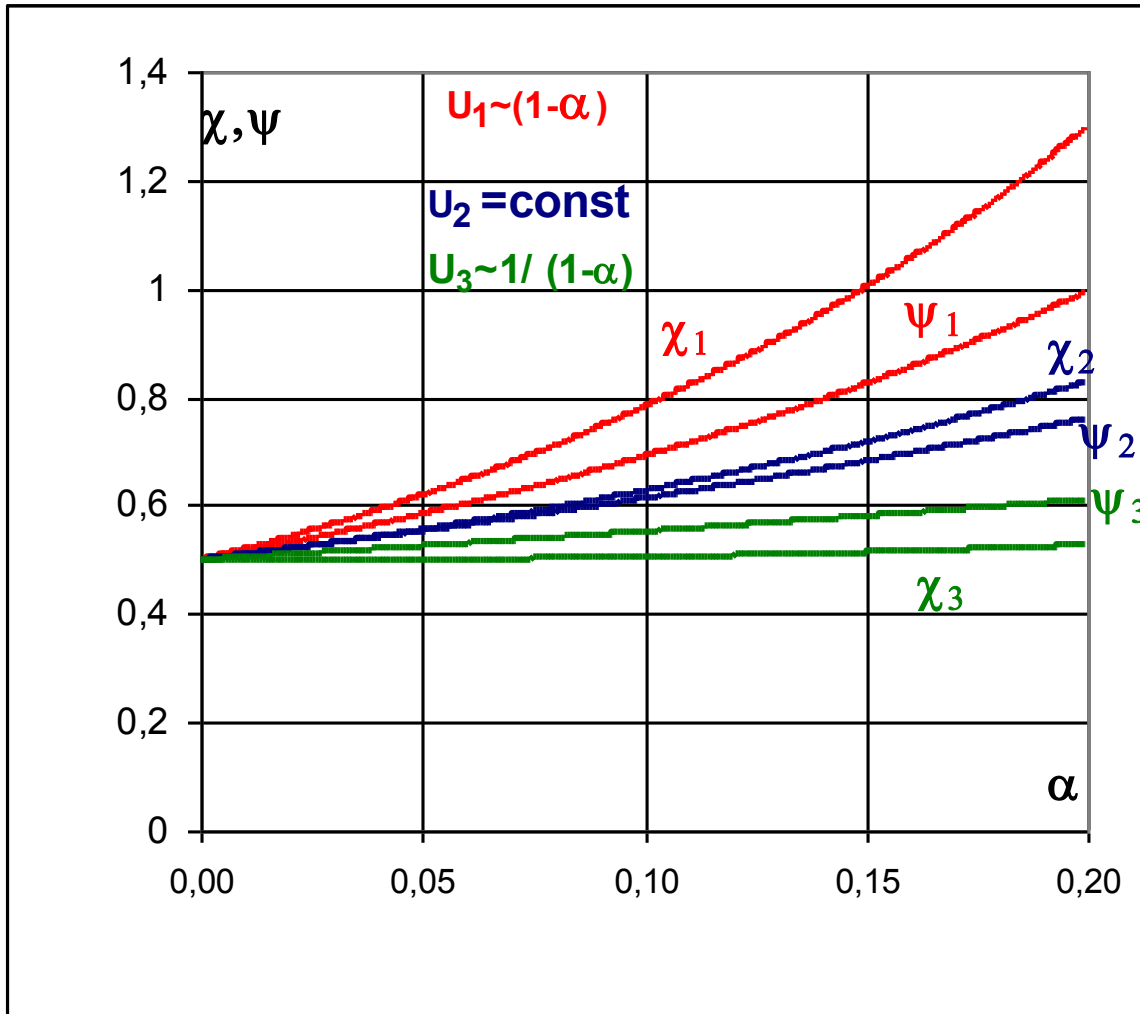
$$+ \rho_1^\circ \Phi_\alpha \omega^2 \frac{\partial \alpha_2}{\partial z} + \rho_1^\circ \Phi_u \omega \frac{\partial \omega}{\partial z} + K_\mu \alpha_1 \alpha_2 \omega + \rho_1^\circ \alpha_1 g_z \quad \boxed{+\frac{Q}{\omega}}$$

$$4. \quad \frac{\partial(\rho_2^\circ \alpha_2 V_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2^\circ \alpha_2 V_2^2 - \alpha_2 \sigma^1)}{\partial z} = p \frac{\partial \alpha_2}{\partial z} + \chi \rho_1^\circ \alpha_1 \alpha_2 \left(\frac{d_1 V_1}{dt} - \frac{d_2 V_2}{dt} \right) -$$

$$- \rho_1^\circ \Phi_\alpha \omega^2 \frac{\partial \alpha_2}{\partial z} - \rho_1^\circ \Phi_u \omega \frac{\partial \omega}{\partial z} - K_\mu \alpha_1 \alpha_2 \omega + \rho_2^\circ \alpha_2 g_z \quad \boxed{-\frac{Q}{\omega}}$$

$$\boxed{Q = Q_{12} + Q_{21} = 0}$$

$$\Phi_\alpha = \Phi_\alpha \left(\alpha_2, \chi, \psi, \frac{d\chi}{d\alpha_2}, \frac{d\psi}{d\alpha_2} \right), \quad \Phi_u = \Phi_u \left(\alpha_2, \chi, \psi, \frac{d\chi}{d\alpha_2}, \frac{d\psi}{d\alpha_2} \right)$$



$$\begin{aligned}
 U &= V_2 - V_1 \\
 \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T V_2}{\partial z} &= \alpha_2 \frac{[g_z(\rho_1^\circ - \rho_2^\circ) + K_\mu U |U|]}{\rho_1^\circ u_w(\alpha_2)} \\
 T &= \alpha_2 \left(\frac{U}{U_w(\alpha_2)} \right)
 \end{aligned}
 \left\{ \begin{array}{l}
 \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T V_2}{\partial z} = 0 \\
 \frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_2 V_2}{\partial z} = 0 \\
 W = \text{const}
 \end{array} \right.$$

Характеристикам λ_1 и λ_2 соответствуют два решения:

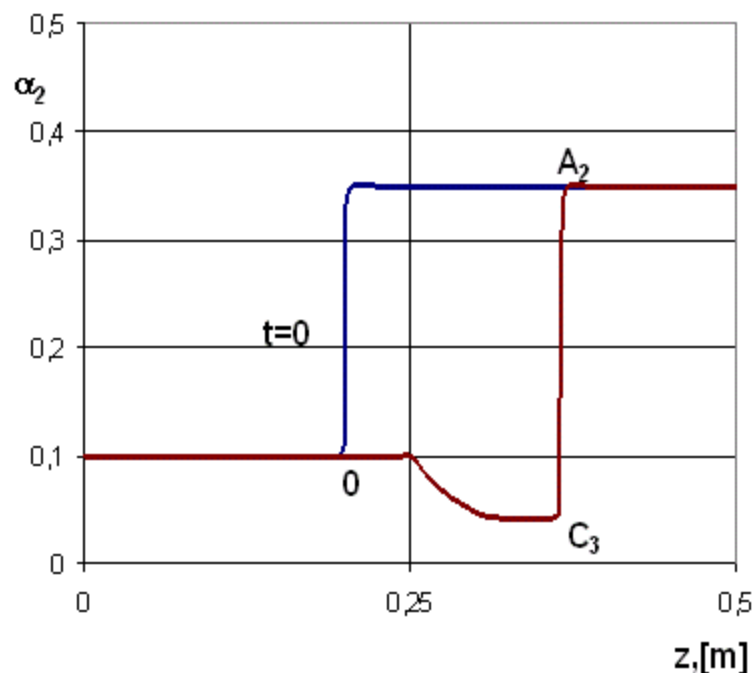
$$\frac{dU}{d\alpha_2} = U \Phi_{U(i)}(\alpha_2),$$

$$\text{при } \lambda = \lambda_{DF} \quad \Phi_{U(1)} = \frac{1}{U_w} \left(\frac{dU_w}{d\alpha_2} \right),$$

$$\text{при } \lambda = V_2 \quad \Phi_{U(2)} = \frac{1}{\alpha_1}$$

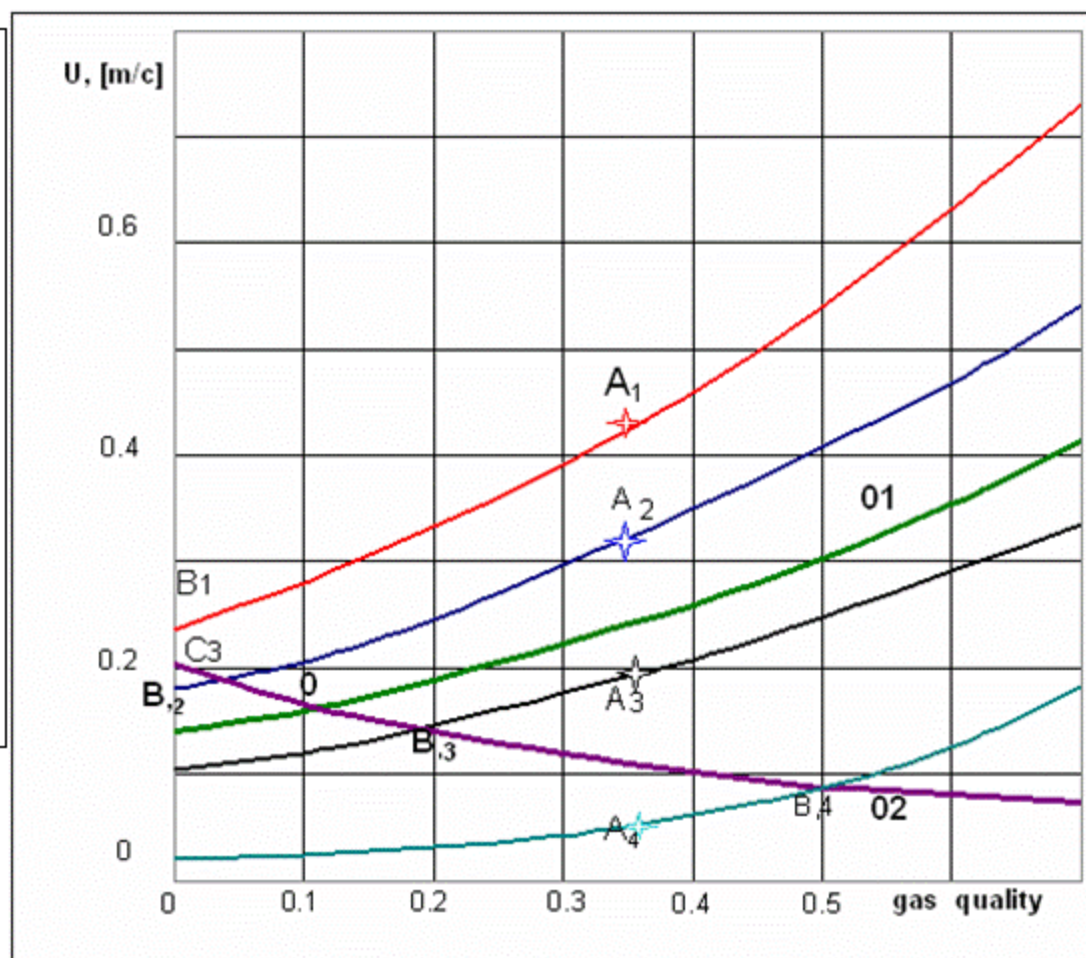
Алгоритм решения задачи о распаде разрыва

- 1- Точке 'A1' Тогда отрезки кривых A1-B1 и 0- C3 соответствуют центрированным волнам и контактному разрыву с областью нулевого газосодержания C3-B1 между ними.
- 2- Точке 'A2' Тогда отрезки кривых A2-B2 и 0- B2 соответствуют контактному разрыву и гладкому решению.
- 3- Точке 'A3' Отрезки A3-B3 и B3-0 соответствуют волне и разрыву
- 4- Точке 'A4' Отрезки A4-B4 и B4-0 соответствуют разрывам



Устойчивость гладкого решения

$$\frac{d\lambda}{d\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial z} > 0$$

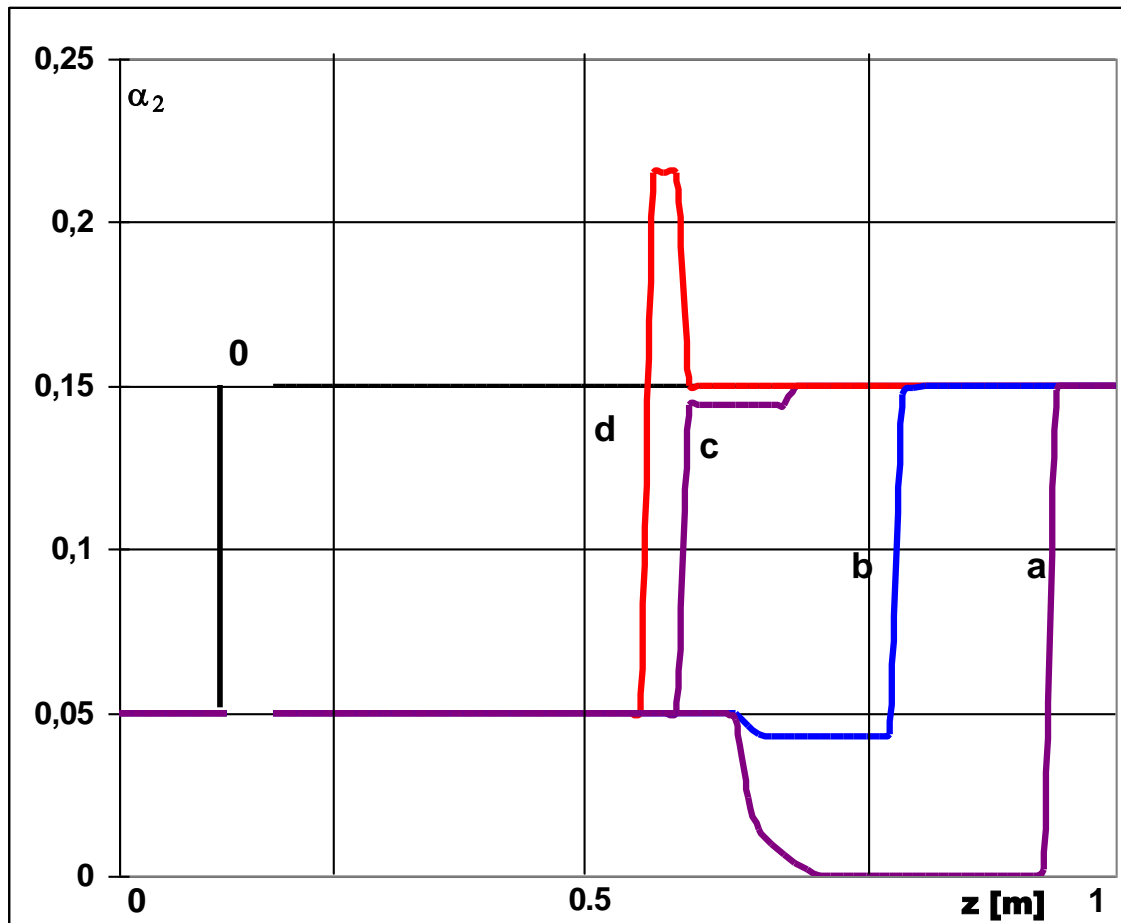


При $t=0$ (распределение '0')

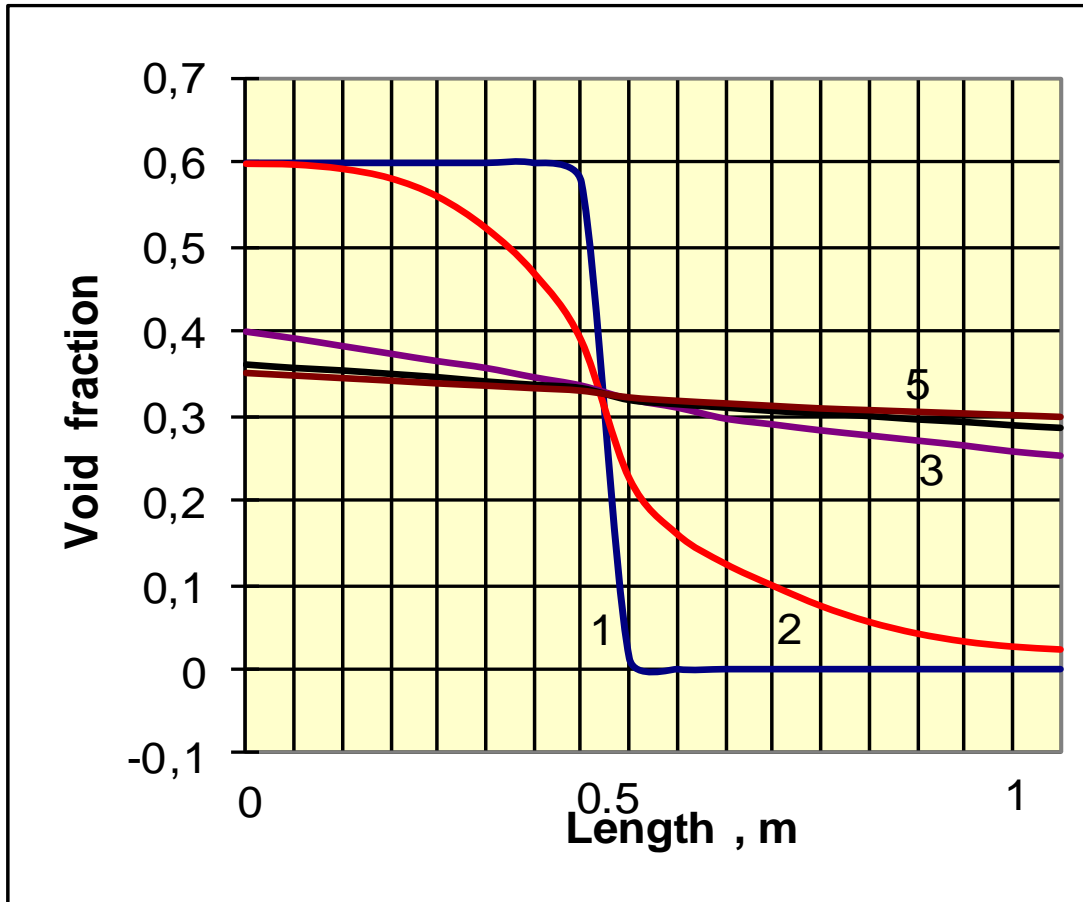
Слева от разрыва $\alpha_2=0.05$ и $U=1$ м/с., Справа $\alpha_2=0.15$

Кривые a-d $\rightarrow t=1$ с.

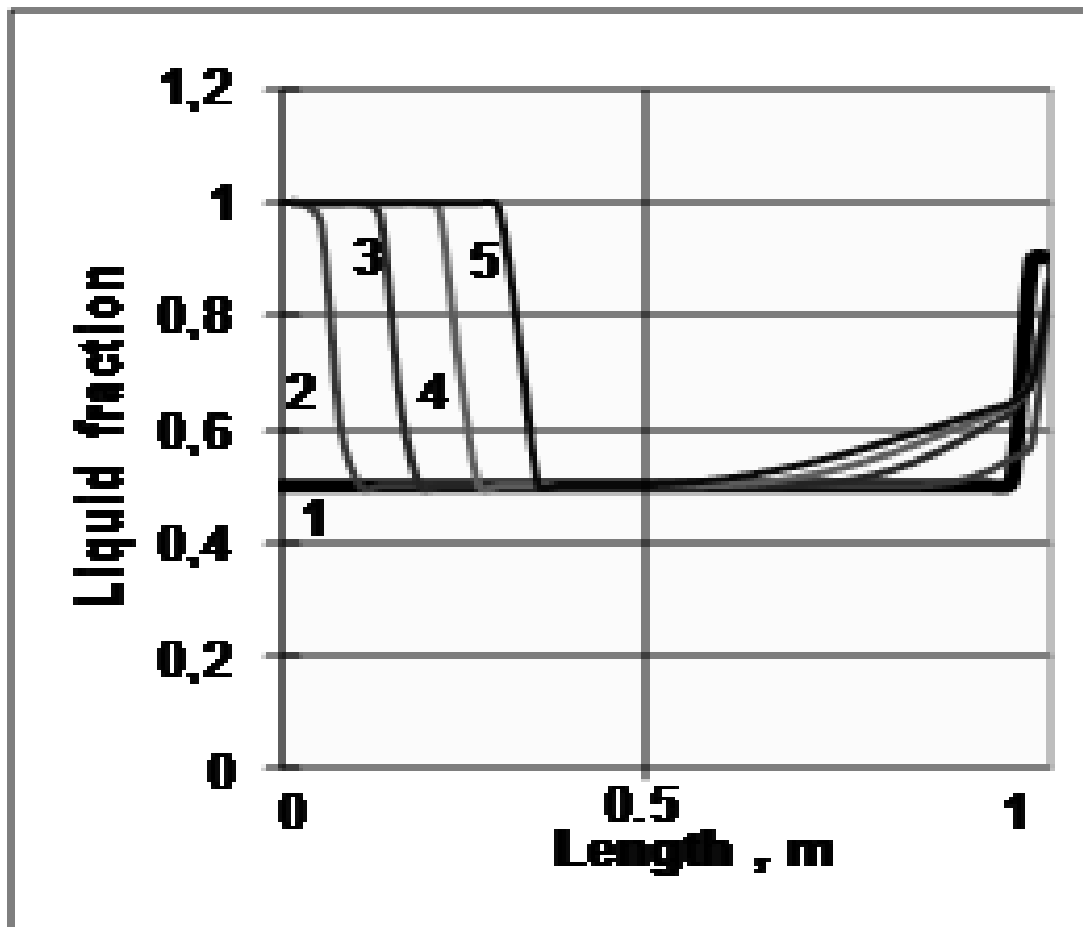
Справа для $U=$ a- 1.5 м/с, b- 1.2 м/с, c- 0.8 м/с, d – 0.6 м/с.



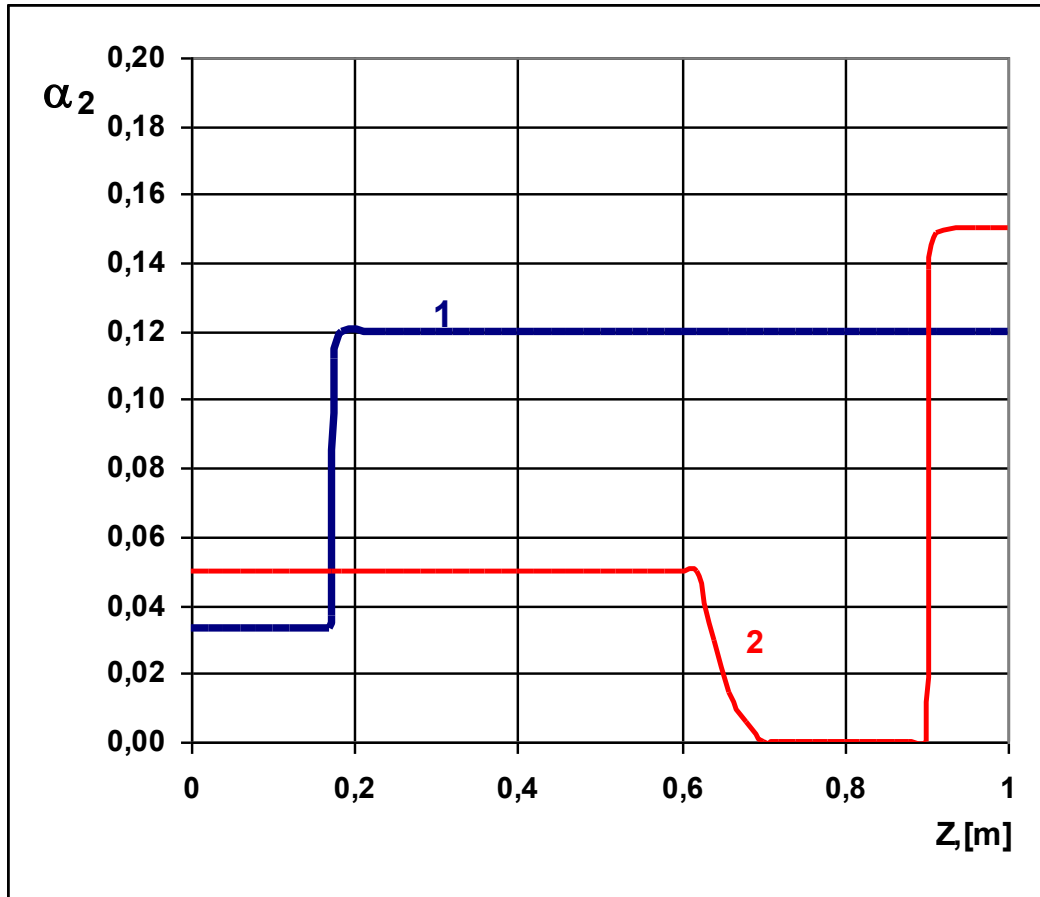
- Можно показать, что в случае, когда слева от первоначального разрыва проскальзывание меньше нуля, а справа – больше нуля, разрыв распадается на две расходящиеся центрированные волны с образованием области нулевого газосодержания между ними.
- Когда слева от разрыва проскальзывание положительно, а справа отрицательно, получается решение в виде двух расходящихся разрывов с областью единичного газосодержания между ними.
- Очевидно, последнее решение выходит за границы применимости модели пузырькового потока.
- Если исключить его из общего числа, получается 8 различных вариантов распада произвольного разрыва.



t (cek)= 1.-0; 2.-1; 3.- 10; 4.-20; 5.-30.



t (cek)= 1.- 0; 2.- 2; 3.- 4; 4.- 6; 5.- 8;



t (сек) 1.- 0; 2.- 1;

В начальный момент времени слева от разрыва: $P=1.6 \cdot 10^6$ Па, $\alpha_2=0.033$, $V_1 = -3.45$ м/с, $V_2 = -8.5$ м/с. Справа от разрыва: $P=1.28 \cdot 10^6$ Па, $\alpha_2=0.12$, $V_1 = 2.9$ м/с, $V_2 = 8.9$ м/с. При $t=1$ сек задние фронты соответственно левой и правой волн разрежения находятся на расстояниях 260 м слева и 230 м справа от начала координат.