

# МЕХАНИЗМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ РАСПЛАВА В ВОЛОКНО

О.С. Татаринцева, Б.И. Ворожцов

*Предложена физико-математическая модель процесса формирования волокон в прямооточной раздувочной головке, особенность которой заключается в представлении механизма образования волокон как последовательного сдвига вершин капиллярных поверхностных волн, возникающих на поверхности расплава в результате воздействия на него сверхзвукового газодинамического потока и генерируемого им акустического поля.*

Несмотря на большое количество работ, описывающих процессы волокнообразования из расплавов, остается недостаточно ясным механизм формирования волокон в газодинамическом поле с использованием прямооточной раздувочной головки, в которой энергонеситель движется соосно со струей расплава диаметром в 5-10 раз большим по сравнению со струей, полученной фильерным способом. Такая раздувочная головка является по своей сути газодинамическим акустическим генератором Гартмана, в котором центральным стержнем служит струя расплава.

Предлагаемая нами гипотеза о механизме преобразования расплава в волокно основана на предположении, что образующийся в прямооточной головке сверхзвуковой поток воздуха выполняет двойную роль: своим ультразвуковым полем генерирует на поверхности расплава капиллярные поверхностные волны и одновременно срывает их вершины путем последовательного сдвига. Ниже рассматриваются вопросы теоретического расчета параметров струи расплава, втекающей в раздувочную головку, и акустических характеристик капиллярных поверхностных волн, генерируемых на ее поверхности, а также приводится описание процесса их взаимодействия с газодинамическим потоком, при котором образование супертонких волокон происходит за счет последовательного продольного отрыва вершины гребня поверхностной волны.

Известны классические подходы к решению струйных задач в рамках модели идеальной жидкости, основанные на использовании интеграла Бернулли [1, 2]. С применением уравнений Навье-Стокса в приближении пограничного слоя решение газодинамической задачи получено для ньютоновской жидкости [3]. В работах [4, 5] рассмотрено решение задач ламинарного струйного течения для неньютоновской жидкости и вязкой жидкости со свободной поверхностью. Использование этих подходов требует трудоемких

расчетов, которые не всегда приемлемы для инженерной практики из-за введения целого ряда эмпирических констант и зависимостей. Поэтому целесообразным является построение методики расчета, позволяющей проводить оценку параметров струи, достаточно точную для практических приложений, при использовании доступных экспериментальных данных по отдельным характеристикам процесса.

Предлагаемый метод расчета параметров струи расплава включает оценку начальных значений (скорость  $u_0$  и диаметр  $d_0$ ) и определение их изменения по длине  $x$ . Для вывода зависимости массового расхода  $G$  от величины напора или уровня расплава над нижней кромкой летки  $h$ , плотности  $\rho$ , ускорения свободного падения  $g$  и площади живого сечения летки  $S$  использовали метод анализа размерностей Релея [6].

Для леток различных конфигураций получены аналитические зависимости, в частности:

для прямоугольной летки шириной  $b$ :

$$G = \varphi \rho b h^{\frac{3}{2}} \sqrt{2g};$$

для треугольной летки с углом раствора  $\alpha$ :

$$G = \varphi \rho h^{5/2} \sqrt{2g} \operatorname{tg}(\alpha/2),$$

где  $\varphi$  – безразмерный коэффициент расхода расплава, характеризующий особенности слива, находится экспериментально или с помощью аппроксимационных зависимостей [7]. Для треугольной летки  $\varphi \approx 0,3$ ; для прямоугольной  $0,4$ .

Используя эти формулы, можно по заданному расходу определить величины  $h$ ,  $S$ ,  $u_0$  и  $d_0$ .

В качестве примера рассмотрим порядок расчета начальных значений параметров струи в сечении  $x = 0$  для треугольной летки с углом раствора  $\alpha = 90^\circ$ . Расчеты здесь и в дальнейшем приводятся для струи расплава со следующими характеристиками:  $G = 15...40$  кг/ч ( $G_{\text{сред}} = 20$  кг/ч); поверхностное натяжение  $\sigma = 0,370$  Н/м;  $\rho = 2500$  кг/м<sup>3</sup>; тем-

пература  $t = 1500\text{ }^\circ\text{C}$ ; вязкость  $\eta = 2\text{ Па}\cdot\text{с}$ .

Порядок расчета включает определения:

1. Величины напора

$$h = \frac{G}{\varphi\rho\sqrt{2gtg(\alpha/2)}},$$

где  $\alpha = 90^\circ$ ,  $\varphi = 0,316$ ;  $tg(\alpha/2) = 1$ . Отсюда

$$h = \left( \frac{G}{0,316\rho\sqrt{2g}} \right)^{2/5}.$$

2. Площади живого сечения и началь-

го диаметра струи:  $S = h^2 = \frac{\pi d_0^2}{4}$ ,

$$d_0 = \sqrt{\frac{S}{\pi}}.$$

3. Начальных значений скорости и режима истечения струи (число Рейнольдса):

$$u_0 = G / \rho S, \quad Re = \frac{\rho u_0 d_0}{\eta}.$$

На рис. 1 приведены расчетные зависимости  $d_0$ ,  $u_0$  и  $Re$  для струи базальтового расплава как функции массового расхода.

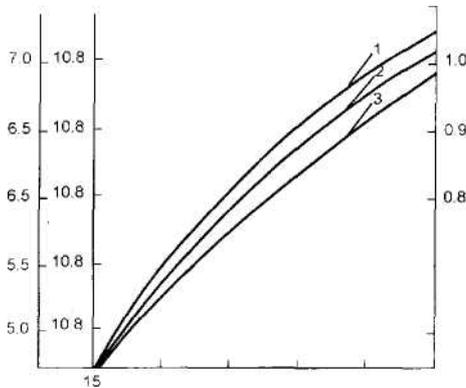


Рисунок 1 – Зависимости начальных значений параметров струи расплава от массового расхода: 1 – диаметр; 2 – скорость истечения; 3 – число Рейнольдса

В предположении незначительности сил трения расплава о воздух из кинематических уравнений гравитационного падения элементарной струи

$$g = \frac{du}{d\tau}, \quad u = \frac{dx}{d\tau}$$

интегрированием получаем  $u^2 = u_0^2 + 2gx$ .

Тогда из уравнения неразрывности для круглой струи следует:

150

$$Q = u_0 \frac{\pi d_0^2}{4} = u_{(x)} \frac{\pi d_{(x)}^2}{4} \quad \text{или} \quad d_{(x)} = d_0 \sqrt{\frac{u_0}{u_{(x)}}},$$

где  $Q$  – объемный расход расплава ( $Q = G/\rho$ ).

С учетом начальных параметров истечения в рамках модели невязкой жидкости зависимость поперечного сечения струи от высоты падения по вертикали имеет вид:

$$S(x) = G \left[ \left( \frac{G}{S_0} \right)^2 + 2\rho gx \right]^{-1/2}.$$

При известном значении начального сечения струи  $S_0$  можно найти изменение по длине ее диаметра (для круглой струи) или полуширины (для плоской струи).

Для оценки влияния вязкости расплава на параметры падающей струи рассматривалось истечение вязкой жидкости из плоской щели. Из решения уравнений Навье-Стокса методом интегральных соотношений получена зависимость полуширины струи  $H = h/h_0$  от безразмерной высоты падения  $X = gx_0^{-2}$  [8].

Из приведенного на рис. 2 профиля скорости струи следует, что на расстоянии  $X > 3$  он приобретает плоскую форму.

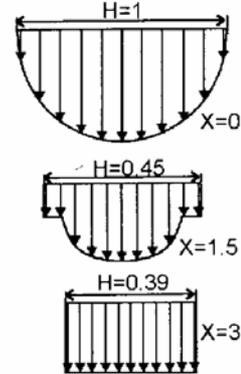


Рисунок 2 – Профиль скорости струи

Таким образом, для расчета истечения свободной струи использование модели невязкой жидкости позволяет получить точные результаты для  $X > 3$ .

Применительно к нашему случаю рассмотрим движение изотермической пленки расплава по вертикальной стенке (летке) под действием силы тяжести в отсутствие волнообразования на поверхности жидкости ( $Re < 25$ ). Жидкость, стекающая ламинарно по плоской стенке, будет находиться в равновесии под действием силы тяжести и внутреннего трения [3]. Для плоского движения пленки вдоль оси  $x$  уравнение Навье-Стокса имеет вид:

$$\rho g_x - \frac{dp}{dx} + \eta \frac{d^2 u}{dy^2} = \left( \frac{du}{d\tau} + u \frac{du}{dx} + v \frac{dv}{dy} \right) \rho \quad (1)$$

или  $g_x - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{d^2 u}{dy^2} = \frac{du}{d\tau} + u \frac{du}{dx} + v \frac{dv}{dy}$ .

Уравнение неразрывности:

$$\frac{du}{dx} + \frac{dv}{dy} = 0. \quad (2)$$

Здесь  $u, v$  – компоненты вектора скорости пленки по осям  $x, y$ ;  $g_x$  – проекция вектора силы тяжести на ось  $x$  ( $g_x = g \cos \beta$ );  $p$  – давление;  $\rho$  – плотность;  $\eta$  – динамическая вязкость;  $\tau$  – время;  $\beta = 90^\circ$  – угол наклона летки от вертикали.

Зададим граничные условия:

1. На поверхности пленки  $y = \delta$ , где  $\delta$  – толщина пленки;  $\eta \frac{du}{dy} = 0$  (отсутствие напряжения трения).

2. На стенке  $y = 0$ :  $u = v = 0$  (условие прилипания).

Уравнение стационарного ламинарного движения пленки в поле силы тяжести при допущении  $\frac{dp}{dx} = 0$  из (1, 2) сводится к

$$\frac{d^2 u}{dy^2} + \frac{\rho g_x}{\eta} = 0.$$

Интегрирование этого уравнения в пределах от 0 до  $\delta$  с учетом граничных условий приводит к зависимости  $u = \frac{\rho g_x}{\eta} y \left( \delta - \frac{y}{2} \right)$ .

Максимальная скорость реализуется на свободной поверхности  $u_{\max} = \frac{\rho g_x \delta^2}{2\eta}$ , а значение среднерасходной скорости можно определить как

$$u_{cp} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta u dx = \frac{\rho g_x \delta^2}{3\eta}. \quad (3)$$

Учитывая, что массовый расход стекающей жидкости для пленки шириной  $b$  равен  $G = u_{cp} \delta \rho b$ , находим:

$$\delta = \frac{G}{u_{cp} \rho b}.$$

Подставляя в (4) значение  $u_{cp}$  из (3), получим для вертикальной стенки формулу Нуссельта-Капицы:

$$\delta = \sqrt[3]{\frac{3\eta G}{\rho^3 g b}}.$$

Величина  $b$  определяется экспериментально по форме сливного отверстия летки или рассчитывается из условий слива расплава по заданной конфигурации летки. Рассмотрим это на примере, приняв ширину струи равной двойной ее толщине, то есть  $b = 2\delta$ . С учетом исходных данных:  $G = 20$  кг/ч,  $\eta = 2$  Па·с,  $g = 9,80665$  м/с<sup>2</sup>,  $\rho = 2500$  кг/м<sup>3</sup> при средней скорости струи 6,7 см/с толщина ее будет равна 4,1 мм. Для расплава с  $\eta = 20$  Па·с при  $u_{cp} = 2,1$  см/с,  $\delta = 7,3$  мм.

При сливе с летки в раздувочную головку струя расплава вследствие действия сил поверхностного натяжения принимает цилиндрическую форму. Диаметр ее  $d_{CT}$  в этом случае при вязкости расплава 2 и 20 Па·с будет равен 6,5 и 11,5 мм соответственно.

Поскольку совокупность кольцевого газодинамического сопла со струей расплава в центре камеры представляет собой газоструйный генератор акустических колебаний стержневого типа – генератор Гартмана [9], есть основание применить теорию его работы к процессу раздува. Согласно этой теории, излучение звука тесно связано с эффектом, возникающим в сверхзвуковых газодинамических струях и проявляющимся в виде разрывов и скачков давления. Струя при этом приобретает ячеистую структуру, в которой периодически изменяются давление, температура, плотность и скорость. Расстояния, на которых происходят эти изменения, очень малы, а градиенты изменения скорости указанных параметров очень велики.

Работа раздувочной головки (газоструйного излучателя) описывается следующим образом. При малых давлениях скорость истечения энергоносителя растет с повышением давления подачи  $p$ . При этом давление на срезе сопла  $p_c$  равно атмосферному  $p_a$ . По достижении  $p$  критического значения  $p_{кр} = 1,88p_a$  скорость истечения становится равной скорости звука и, как известно из гидродинамики, для цилиндрических сопел не может превысить ее (число Маха  $M = 1$ ). Дальнейшее увеличение  $p$  приводит к тому, что выходной поток газа начинает расширяться, вне сопла скорость возрастает и становится больше скорости звука ( $M > 1$ ). Максимальное значение скорости реализуется в сечении, где ширина потока максимальна, а плотность газа имеет соответственно минимальное значение (рис. 3).

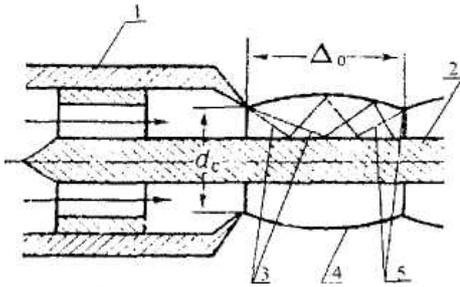


Рисунок 3 – Схема стержневого газоструйного излучателя: 1 – сопло; 2 – стержень; 3 – волны разреза; 4 – граница ячейки газового потока; 5 – косые скачки давления

Возмущения, возникшие на срезе сопла, распространяются со скоростью звука, стекая вниз по потоку с образованием конуса Маха и воздействуя на струю расплава, текущую по оси. Так как источником энергии в газоструйных излучателях служит кинетическая энергия газового потока, обладающего ячеистой структурой, основным параметром, определяющим воздействие акустических колебаний на струю, будет являться длина первой ячейки  $D_0$  с центральным стержнем диаметром  $d_{СТ}$  (диаметром струи расплава).  $D_0$  находится из зависимости [10]:

$$\Delta_0 = 1,1(d_c - d_{cm}) \left( 1 + 0,8 \frac{d_{cm}}{d_c} \right) \sqrt{\frac{p_n - 0,9}{p_a}},$$

где  $d_c$  – диаметр сопла;  $p_n = (p_c - p_a)$  – рабочий перепад давлений в сопле и окружающей атмосфере.

Тогда для выбранного варианта струйной головки при давлениях 0,2...0,4 МПа и вязкости расплава в интервале 2...20 Па·с длина ячейки будет равна 6...16 см. С учетом того, что в область косых скачков давления и сопутствующего акустического поля попадает половина струи расплава, находящейся в первой ячейке (рис. 3), зона воздействия акустических колебаний на струю с поверхностью от 9 до 11 см<sup>2</sup> составит 3...8 см по ее длине.

Поскольку акустическое давление и мощность звуковых колебаний осцилляционных пульсаций струи энергоносителя в области струи расплава определить экспериментально не представляется возможным из-за высокой температуры расплава и наличия большого потока образовавшихся волокон и других частиц, оценим эти параметры исходя из уравнений, приведенных в [11], согласно которым акустическая мощность  $N_a$  и мощность, необходимая для поддержания требуемой скорости потока  $N_n$ , задаются выражениями:

$$N_a = 295d_c^2 \sqrt{p - 0,9};$$

$$N_n = 5250(p + 1,03) [(p + 1,03)^{0,29} - 1] d_c^2;$$

а расход воздуха:  $Q = 0,852d_c^2 (p + 1,03)$ .

Оценка этих выражений для прямооточной раздувочной головки с кольцевым соплом диаметром 29...34 мм приведена в таблице 1.

Таблица 1

Параметры раздувочной головки

Параметр	Значение параметра при p, МПа	
	0,25	0,40
Акустическая мощность, Вт	1170,8	1506,2
Мощность газодинамического потока, Вт	29188,0	59060,4
Расход воздуха, м <sup>3</sup> /мин	9,47	13,5

Запишем некоторые характеристики волнового поля [12], которые нам понадобятся для дальнейшего рассмотрения.

Интенсивность звука падающей на поверхность струи расплава площадью  $A$  звуковой мощности  $N_a$  определяется их отношением:

$$J_a = \frac{N_a}{A}. \quad (6)$$

Площадь  $A$  в силу осесимметричности звукового поля представляет собой пояс вокруг струи расплава шириной  $\frac{\lambda_g}{2}$ , т.е.

$A = \pi d_{cm} \frac{\lambda_g}{2}$ . В воздухе длина звуковой волны на частоте 30, 50 и 70 кГц равна  $1,1 \cdot 10^{-4}$ ,  $0,66 \cdot 10^{-4}$  и  $0,47 \cdot 10^{-4}$  м соответственно. Отсюда с учетом значений  $d_{СТ}$ , приведенных выше, имеем:

при  $\eta_2 = 2$  Па·с:  $A_{30} = 11,2 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>,  $A_{50} = 6,7 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>,  $A_{70} = 4,8 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>;

при  $\eta = 20$  Па·с:  $A_{30} = 19,8 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>,  $A_{50} = 12,0 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>,  $A_{70} = 8,4 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>.

Если звуковая волна не отражается струей расплава, то в струе возбуждаются колебания частиц с амплитудой  $Y_m$ . Параметры этих колебаний связаны с интенсивностью падающей мощности выражением:

$$J_a = \frac{\rho \omega^2 Y_{max}^2 c}{2} = \frac{P_{max}^2}{2 \rho c}, \quad (7)$$

где  $\rho$  – плотность среды;  $\omega$  – круговая частота, равная  $2\pi f$ ;  $c$  – скорость звука;  $Y_{max}$  и

## МЕХАНИЗМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ РАСПЛАВА В ВОЛОКНО

$p_{\text{тах}}$  – максимальные значения амплитуды смещения и звукового давления.

Если звуковая волна падает на границу двух сред, то часть звуковой энергии отражается от нее, а остальная переходит во вторую среду. При этом в среде образуются продольные и поверхностные волны.

Согласно [13], коэффициент отражения

$$R = \frac{p_2 c_2 - p_1 c_1}{p_2 c_2 + p_1 c_1}. \quad (8)$$

Здесь  $p_1, p_2$  и  $c_1, c_2$  – плотность среды и скорость звука в воздухе (зона газодинамического потока) и жидкости (струя расплава) соответственно.

Из (8) следует, что  $R$  зависит только от отношения волновых сопротивлений

$\xi = \frac{p_2 c_2}{p_1 c_1}$  пропорционален их разности ( $p_2 c_2 - p_1 c_1$ ).

Заметим, что амплитуда прошедшей капиллярной волны не равна разности амплитуд падающей и отраженной волн. Однако интенсивность ее определяется их разностью:

$$J_n = J_a (1 - R^2) = N \left[ 1 - \left( \frac{\xi - 1}{\xi + 1} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Для большинства жидких сред скорость продольных волн находится в пределах 1000... 1600 м/с. Даже при минимальной скорости распространения продольных волн в жидкости значение  $p_2 c_2 > 2,5 \cdot 10^6$  кг/м<sup>2</sup>·с. Для воздуха  $p_1 c_1 = 425$  кг/м<sup>2</sup>·с. Следовательно, для продольных волн  $\xi > 5,88 \cdot 10^3$ . Отсюда интенсивность прошедшей волны  $J_n \approx 0$ .

Поверхностные волны в жидких средах существуют в виде капиллярных волн, скорость которых находится из выражения:

$$c = \sqrt{\frac{2\pi\sigma}{p\lambda}} = \sqrt[3]{\frac{2\pi\sigma f}{p}}, \quad (10)$$

где  $\lambda = c / f$ .

Скорость поверхностной волны в диапазоне 10...70 кГц, рассчитанная в соответствии с (10), находится в интервале 2...4 м/с. Тогда для средней скорости волны 3 м/с  $p_2 c_2 = 7,5 \cdot 10^3$  кг/м<sup>2</sup>·с,  $\xi = 17,6$ , а  $J_n = 0,21 J_a$ .

Исходя из этого, следует полагать, что продольная звуковая волна полностью отражается от расплава. В то же время 20 % зву-

ковой энергии, падающей на расплав, преобразуется в поверхностную волну. Такой вывод можно отнести ко всему рассматриваемому спектру акустических колебаний (20...100 кГц), генерируемых прямоточной головкой. Поскольку спектр в этой области неравномерный, разделим его на 4 полосы шириной 20 кГц со средней частотой в каждой полосе: 30±10 (I), 50±10 (II), 70±10 (III) и 90±10 кГц (IV). Полная звуковая мощность, падающая на струю расплава, распределяется по указанным полосам в соответствии с (6, 7):

$$J_a = \frac{N_a}{A} = \frac{P_{\text{max}}^2}{2pc}.$$

Обозначив вклад интенсивности падающей на расплав мощности в каждой полосе через  $q$ , получим  $J = qJ_a$ .

Статистическая обработка большого количества спектров дала следующее распределение интенсивности звука по полосам:  $J_I = 0,40J_a$ ;  $J_{II} = 0,27J_a$ ;  $J_{III} = 0,27J_a$ ;  $J_{IV} = 0,06J_a$ . Ввиду малого значения интенсивности звука в четвертой полосе в дальнейшем будут рассматриваться только три первые полосы спектра.

Учитывая, что фазовые скорости  $c_\phi$  поверхностных волн в пределах одной полосы отличаются незначительно, всю совокупность волн в полосе можно рассматривать как волновой пакет с групповой скоростью

$$c_{gp} = c_\phi - \lambda \frac{dc}{d\lambda}. \quad (11)$$

Подставив в формулу (11) скорость поверхностной капиллярной волны из (10) и сделав необходимые преобразования, получим

$$c_{gp} = c_\phi - \lambda \frac{d}{d\lambda} \sqrt{\frac{2\pi\sigma}{p\lambda}} = 1,5c_\phi. \quad (12)$$

Рассчитанные по (12) групповые скорости в зонах акустических колебаний 30, 50 и 70 кГц будут соответственно равны 4,60; 5,40 и 6,10 м/с.

Так как перенос энергии происходит с групповой скоростью, вся энергия волнового движения, приходящаяся на полосу, будет определять амплитуду гребня поверхностной волны. С учетом этого замечания, используя (5) и (9), из выражения (7) получим максимальное значение амплитуды гребня поверхностной волны:

$$Y_{\max} = \sqrt{\frac{2N_a(1-R^2)q}{Apc_{sp}\omega^2}}. \quad (13)$$

Максимальная амплитуда гребня волны определяется равенством звукового давления и препятствующего ему поверхностного натяжения, возрастающего по мере роста амплитуды и сопутствующему ему уменьшению радиуса кривизны вершины волны. Закономерность роста силы поверхностного натяжения вытекает из следующего. Если сравнить работу, затрачиваемую на приращение поверхностной энергии при изменении радиуса кривизны вершины гребня (радиуса вписанного в него цилиндра)  $\Delta W_1 = \sigma \Delta A = \sigma \pi \Delta r$ , с затраченной работой сторонней силы (в нашем случае звукового давления)  $\Delta W_2 = p \Delta A r = p \pi r \Delta r$ , то при  $\Delta W_1 = \Delta W_2$

$$p = \frac{\sigma}{r}.$$

получим соотношение. Оно отличается от широко используемого при распыле-

$$p = \frac{2\sigma}{r_o},$$

нии жидкости относящегося к оценке устойчивости капли в форме шара [14]. Вынужденные колебания частиц поверхностного слоя при распространении капиллярных волн зависят не только от восстанавливающей силы капиллярного притяжения (поверхностного натяжения), но также от вязкого трения, приводящего к уменьшению их амплитуды:

$$Y_{\max} = Y_o e^{-L\lambda}. \quad (14)$$

Здесь  $L = \frac{\omega^2 \eta}{2pc^3}$  - коэффициент затухания волны за счет вязкого трения [11]. Тогда

$$L\lambda = \frac{\omega^2 \eta}{2pc^3} \lambda. \quad (15)$$

Подставляя в (15) значение «с» из (10), имеем

$$L\lambda = \frac{\pi \eta c}{\sigma}. \quad (16)$$

Оценка зависимостей скорости и длины капиллярных волн от затухания показала, что они не превышают 8 %, поэтому в дальнейших расчетах ими можно было пренебречь.

В соответствии с формулой (14) максимальные значения амплитуд гребней поверхностной волны при вязкости расплава 0,5, 2, 10 и 20 Па·с равны  $0,98Y_o$ ,  $0,94Y_o$ ,  $0,74Y_o$  и  $0,53Y_o$ .

Максимальное значение возбуждающего волну давления и соответствующее ему минимальное значение радиуса определяются из выражений:

$$p_{\max} = pc\omega Y_{\max}; \quad r_{\min} = \frac{\sigma}{p_{\max}}.$$

Процессы в раздувочной головке осесимметричны, поэтому волновой фронт капиллярной волны распространяется по окружности струи расплава. При этом на гребень действуют две силы - давление набегающего потока воздуха и сила поверхностного натяжения, препятствующая его деформации. Представим для наглядности сечение волны в виде усеченного треугольника с радиусом кривизны вершины  $r$  (рис. 4).

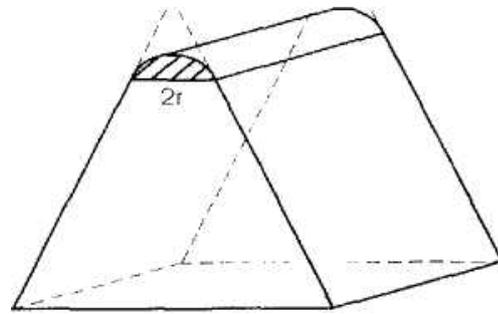


Рисунок 4 - Гребень струи расплава

Заштрихованная на рис. 4 область представляет собой зону, в которой силы поверхностного натяжения значительно выше, чем в остальной части волны. Под действием поперечного газодинамического потока гребень будет разрушаться, причем с большей вероятностью разрушение будет происходить в области перехода наибольшей кривизны его вершины к более низким значениям. При этом от гребня волны отрывается часть в виде полуцилиндра, который не может быть разрушен сорвавшей его силой при условии  $r \leq r_{\min}$ .

Сорванный с вершины гребня полуцилиндр под действием поверхностного натяжения преобразуется в цилиндр с диаметром, эквивалентным диаметру волокна:

$$d_b = r_{\min} \sqrt{2}. \quad (17)$$

В таблице 2 представлены значения минимального диаметра волокна в зависимости от вязкости расплава и частоты генерированных раздувочной головкой ультразвуковых колебаний, рассчитанные с использованием приведенных выше уравнений.

## МЕХАНИЗМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ РАСПЛАВА В ВОЛОКНО

Таблица 2  
Расчетные значения минимального диаметра волокна

Р, МПа	П, Пас	d <sub>в</sub> , мкм, при f, кГц		
		30	50	70
0,25	0,5	1,20	1,15	1,00
	2	1,27	1,20	1,07
	10	1,95	1,86	1,55
	20	3,21	3,02	2,47
0,40	2	1,15	1,10	0,96
	20	2,88	2,73	2,20

Расчетные параметры находятся в полном соответствии с результатами, полученными экспериментальным путем (рис. 5).

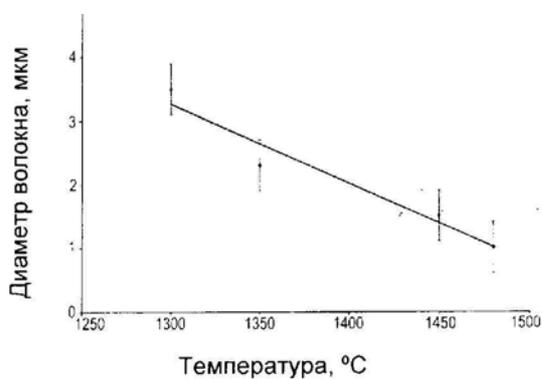


Рисунок 5 – Зависимость среднего диаметра волокна от температуры расплава на входе в раздувочную головку

Так как кольцевое сечение струи расплава с  $r \leq r_0$  внешним давлением не может быть разрушено, предполагаемый механизм образования протяженного волокна связан с начальным поперечным разрушением отделяемой каймы гребня на дефекте сплошности и дальнейшим последовательным отрывом (сдвигом) частиц каймы от его вершины (рис. 6).

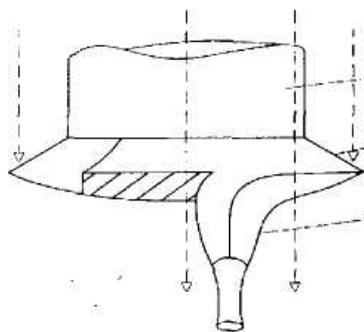


Рисунок 6 – Разрушение гребня: 1 – струя расплава; 2 – амплитуда (гребень) стоячей капиллярной волны; 3 – сдвинутая газодинамическим потоком часть гребня

При этом каждая из частиц остается связанной с телом струи. Срыв частиц усиливается за счет сил трения растущего свободного конца волокна с энергоносителем. Вершина гребня, с которой сорвана частица, зарастает в результате действия сил поверхностного натяжения и разрушается в дальнейшем по описанному механизму.

Поскольку возникновение капиллярных волн и их разрушение происходят одновременно, естественно полагать, что сдвиг вершины волны может начаться раньше, чем волна наберет рассчитанную нами для стационарного случая максимальную амплитуду. В этом случае возможен сдвиг более плоской вершины. Образованный при этом полуцилиндр может либо превратиться в цилиндрическое волокно с диаметром большим, чем  $d_{\min}$ , либо, если вершина плоская, застыть в виде чешуйки. Описываемые процессы зависят от вязкости расплава, поверхностного натяжения и времени его охлаждения.

Другой вероятной причиной срыва «каймы» гребня волны может служить его необратимая деформация в области, где капиллярное давление  $\sigma/r$  меньше динамического давления  $p$ . Наиболее вероятным представляется разрушение на границе «каймы», т.е. там, где  $\sigma/r < p$ . Естественно, деформация и разрушение струи расплава большей толщины будут происходить за более длительное время.

Полагаем далее, что скорость сдвига расплава описывается реологическим уравнением Ньютона [14]:

$$\frac{dE}{d\tau} = \frac{1}{\eta} FE, \quad (18)$$

где  $\frac{dE}{d\tau}$  – градиент скорости сдвига;  $\eta$  – динамическая вязкость расплава;  $F$  – действующий напор струи газа;  $E = 2r_0l$  – площадь сдвига (здесь  $l$  – протяженность (длина) сдвигаемого элемента).

Действующий напор газодинамической струи складывается из аэродинамического давления, пропорционального площади воздействия, и силы трения энергоносителя на волокно. Для предлагаемого механизма образования волокна за счет последовательного отслоения (сдвига) верхней каймы гребня площадь аэродинамического давления ограничивается одной-двумя толщинами каймы. Согласно [15], это давление в 30 раз меньше продольной силы трения, действующей на образующееся волокно. Учитывая это, при-

мем  $F = 30\rho$  и запишем уравнение (18) в виде:

$$2r_0 \frac{dl}{d\tau} = \frac{30p2r_0l}{\eta}$$

Решение этого уравнения:  $\ln l = \frac{30p}{\eta} \tau$ .

Отсюда:

$$\tau = \frac{\eta}{30p} \ln \frac{l_{\max}}{l_0}$$

Длина волокон может быть разной: от размера в несколько диаметров до  $l_{\max}$ . Наиболее вероятной, поскольку кайма будет «разматываться» в обе стороны от начальной точки, представляется длина, равная  $\frac{l_{\max}}{2}$ .

Максимальная длина волокна будет определяться размером отслаиваемой каймы по всей окружности струи расплава, т.е.  $l_{\max} = \pi d_{\text{СТ}}$ , где  $d_{\text{СТ}}$  – диаметр струи. В зависимости от производительности и вязкости расплава параметры струи и образующихся волокон будут разными. В таблице 3 представлены расчетные значения диаметра струи и максимальной длины волокна в сравнении с экспериментальными данными, из которых видно, что они вполне сопоставимы.

Таблица 3

Параметры струи расплава и образующихся волокон

G, кг/ч	Значения параметров при $\eta$ , Пас					
	2			20		
	$d_{\text{СТ}}$ , мм	$l_{\max}$ , мм	$l_{\max}$ , мм	$d_{\text{СТ}}$ , мм	$l_{\max}$ , мм	$l_{\max}^*$ , мм
15	5,93	18,5	15±3	10,6	33,4	30±5
20	6,54	20,4	20±3	11,5	36,3	35±5
30	7,0	23,8	20±5	13,3	41,8	40±5
40	8,2	25,7	25±5	14,6	45,8	40±5

Примечание.  $l_{\max}^*$  – измеренная максимальная длина волокон

Определив максимальную длину волокна, образующегося в результате последовательного сдвига «каймы» гребня, найдем время образования волокон.

Принимая  $l_0 = 2r_0$  (единичная площадь сдвига  $E_0 = 4r_0^2$ ), оценим время, необходимое для отслоения струи по всей окружности, из выражения (19). Для расплава с вязкостью 20 Па·с оно будет равно  $1,17 \cdot 10^{-5}$  с, а для расплава с  $\eta = 2$  Па·с  $\tau = 2 \cdot 10^{-6}$  с. Поскольку время это меньше периода колебаний

( $2 \cdot 10^{-5}$  с), возможно отслоение следующих частей гребня, имеющих радиусы кривизны срезанной вершины последовательно  $r_1, r_2, r_3$  и т.д. При этом каждый раз срывается кайма,

у которой  $p_\sigma = \frac{\sigma}{r}$  больше, чем у ниже ле-

жащих слоев, т.е. при  $r_0, r_1 = \frac{n}{n-1} r_0,$

$$r_2 = \left(\frac{n}{n-1}\right)^2 r_0, r_3 = \left(\frac{n}{n-1}\right)^3 r_0, \text{ и т.д.}$$

В случае срыва вершины не полностью сформированной поверхностной волны диаметр волокна будет также больше  $d_{\text{мн}}$ . Как показано в [15], время охлаждения волокон с диаметром 1...3 мкм составляет  $10^{-4} \dots 10^{-5}$  с, а более крупные волокна остывают за  $10^{-2} \dots 10^{-3}$  с, что значительно превышает время их образования. По нашему мнению, такие частицы, находясь в свободном полете, подвержены деформации вследствие действия поверхностного натяжения расплава, связанной с уменьшением поверхностной энергии, пропорциональной величине поверхности. Это условие соответствует минимальной поверхности при постоянном объеме, т.е. такие частицы будут принимать сферическую форму, превращаясь в «корольки».

### Вывод

В статье представлено феноменологическое исследование процессов воздействия на струю расплава в вертикальной прямоточной раздувочной головке газодинамических и акустических давлений. При этом высокочастотное акустическое поле, генерированное осесимметричным сверхзвуковым газодинамическим потоком, образует на поверхности струи расплава капиллярные поверхностные волны, распространяющиеся вдоль струи по ее окружности.

Доказано, что благодаря концентрации поверхностного натяжения вершина волны является более прочной и устойчивой к действию силового напора газодинамического потока, сопутствующего волновому движению поверхностных волн.

Показано, что разрушение волнового фронта газодинамическим напором происходит в наиболее тонком месте при переходе вершины волны к остальной ее части, причем энергетически выгодным является последовательный отрыв вершины волны, поскольку к силе напора прибавляется сила трения оторвавшегося кончика, возрастающая с его длиной. Этот процесс определяет основные

## МЕХАНИЗМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ РАСПЛАВА В ВОЛОКНО

параметры волокна: минимальный диаметр, эквивалентный минимальному радиусу кривизны волны, и длину, зависящую от диаметра струи расплава и его вязкости. Рассчитанные значения этих параметров имеют хорошую сходимость с экспериментальными данными, что свидетельствует о достоверности описанного механизма расщепления струи расплава на волокна и неволоконистые включения.

### ЛИТЕРАТУРА

1. ЛамбТ. Гидродинамика.- М.-П.: ГИТТЛ, 1947. – 928 с.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1986. – 736 с.
3. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974. – 711 с.
4. Миттволли А.М. Решение задач о ламинарных струйных течениях неньютоновских жидкостей, подчиняющихся степенным законам // Теоретические основы инженерных расчетов. – 1978. – Т. 100. – №3. – С. 220–224.
5. Шрагер Г.Р., Якутенок В.А. Моделирование гидродинамических процессов в технологии переработки полимерных материалов. – Томск: Изд-во Том. ун-та, 1999. – 230 с.
6. Баренблатт Г.И. Анализ размерностей и автомодельные решения. - М.: Препринт ИПМ АН СССР, 1975. – 54 с.
7. Кременецкий Н.Н., Штеренлихт Д.В., Алышев В.М., Яковлева Л.В. Гидравлика. – М.: Энергия, 1973. – 424 с.
8. Cerro R.L., Seriven L.E. Rapid Free Surface Film Flows An Integral Approach // Ind. Eng. Chem. Eundam. – 1980. – Vol. 19. – P. 40–50.
9. Источники мощного ультразвука. Книга 1 / Под. ред. Л.Д. Розенберга. – М.: Наука, 1967. – 260 с.
10. Ультразвук. Маленькая энциклопедия. - М.: Советская энциклопедия, 1979. – 400 с.
11. Агрант А.Б., Дубровин М.Н., Хавский Н.Н., Эскин Г.И. Основы физики и техники ультразвука. – М.: Высшая школа, 1987. – 352 с.
12. Кухлинг Х. Справочник по физике. – М.: Мир, 1982. – 520 с.
13. Скучик Е. Основы акустики. - М.: Мир, 1976. Т.1. – 520 с.
14. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. - М.: ИЛ, 1949. – 520 с.
15. Тобольский Г.Ф. Минеральная вата и изделия из нее. - Челябинск: Южно-Уральское кн. изд-во, 1968 – 235 с.

*Работа проведена при поддержке российского фонда фундаментальных исследований (грант № 05-08-17-904)*