

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ  
ВЛИЯНИЯ ПРОДОЛЬНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ  
НА ПРОЦЕСС ГИДРОЭКСТРУЗИИ

М. Н. ВЕРЕЩАГИН, В. П. СЕВЕРДЕНКО, А. В. СТЕПАНЕНКО,  
ХАН ДЫК КИМ

(Минск)

Гидроэкструзия представляет собой процесс выдавливания металла жидкостью высокого давления [1]. После того как давление последней достигнет величины, необходимой для осуществления заданной пластической деформации, начинается истечение металла. При этом рабочая жидкость тонким слоем, опережая прессуемый металл, начинает вытекать из канала. Высокая скорость истечения жидкости, обусловленная весьма большим отношением толщины ее слоя у боковой поверхности заготовки к толщине у выхода из канала, вследствие гидродинамического эффекта способствует вовлечению металла в деформационную зону и поддержанию жидкостного трения. Данный процесс позволяет получить более полное использование пластических свойств материалов, значительное расширение технологических возможностей, улучшение свойств готовых изделий. Но недостатки, которые присущи этому процессу, сдерживают его широкое применение в промышленности, как высокие давления жидкости, необходимые для осуществления процесса гидроэкструзии, требуют повышенных энергозатрат, небезопасны в работе. Высокий начальный «пик» давления по сравнению с давлением периода установившегося процесса создает колебания жидкости в контейнере и, как следствие, вызывает нестационарный процесс истечения металла.

Несмотря на большое число работ по данному процессу [2-5], вопрос интенсификации его с наложением вынужденных колебаний высокой частоты остался вне поля зрения, хотя исследования по наложению ультразвуковых колебаний на процесс деформации при обработке металлов давлением показали эффективность их применения [6, 7].

Исходя из вышесказанного, целью настоящей работы является установление закономерностей процесса гидроэкструзии с наложением продольных ультразвуковых колебаний.

1. Проанализируем движение тонкого слоя смазки в клиновом зазоре между заготовкой и поверхностью матрицы, что позволит определить характер распределения контактных напряжений в зоне очага деформации и рассчитать напряженное состояние заготовки. На фиг. 1 приведена схема процесса гидроэкструзии с наложением продольных ультразвуковых колебаний.

Для упрощения при анализе процесса сделаны следующие допущения с учетом сохранения особенностей процесса [2-4]. В качестве деформируемого материала принимается модель жесткопластического тела. Деформация однородна. Из закона неразрывности течения металла следует, что скорость металла у поверхности заготовки в очаге деформации обратно пропорциональна квадрату ее диаметра. Деформация происходит в изотермических условиях. Справедлива теория вязкого течения Ньютона. Градиент давления в очаге деформации пренебрежимо мал, а в зонах входа и выхода у границ очага деформации равен нулю. Изменение толщины слоя смазки в очаге деформации подчиняется линейному закону.

Толщину слоя смазки на входе в очаг деформации определяем из дифференциального уравнения для давления в слое смазки со следующими граничными условиями [8]:

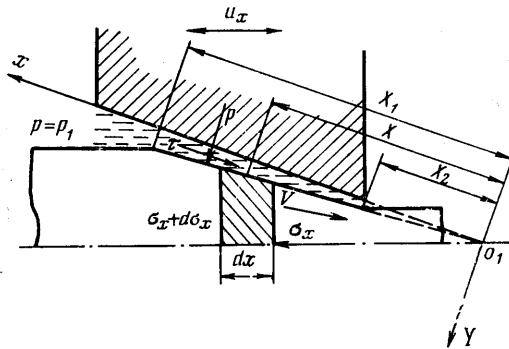
$$(1.1) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{h^3}{\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) = -6 \frac{\partial h}{\partial x} (V_1 + \omega u_x \sin \omega t)$$

$$(1.2) \quad x = x_1, \quad h = h_1, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad p = p_1 + \sigma_0; \quad x = x_2, \quad p = p_1$$



$$\begin{aligned}
 & - A_1 \left[ \frac{\sin k_1 x_1}{2(x-x_0)^2} - \frac{\sin k_1 x_2}{2(x-x_0)^2} \right] - \frac{A_1 k_1}{2} \left[ \frac{\cos k_1 x}{x-x_0} - \frac{\cos k_1 x_2}{x_2-x_0} \right] - \\
 & - \frac{A_1 k_1^2}{2} \cos k_1 x_0 [\text{Si } k_1 (x-x_0) - \text{Si } k_1 (x_2-x_0)] - \\
 & - \frac{A_1 k_1^2}{2} \sin k_1 x_0 [\text{Ci } k_1 (x-x_0) - \text{Ci } k_1 (x_2-x_0)] \} \\
 A_1 &= \frac{\omega \xi_0 \sin \omega t}{k_1}, \quad \text{Si } k_1 (x-x_0) = \int \frac{\sin k_1 (x-x_0)}{(x-x_0)} dx \\
 \text{Ci } k_1 (x-x_0) &= \int \frac{\cos k_1 (x-x_0)}{(x-x_0)} dx
 \end{aligned}$$

Здесь  $\gamma$  – пьезокоэффициент смазки,  $\eta_0$  – вязкость при атмосферном давлении.



Фиг. 2

Из последнего выражения после некоторых преобразований легко найти уравнение для расчета толщины слоя смазки на входе в очаг деформации при гидроэкструзии с продольными колебаниями инструмента

$$\begin{aligned}
 (1.8) \quad h_1^2 - & \left\{ B h_2^2 + 2 h_2 - \frac{A_1 \text{tg } \alpha}{V_1} \left[ \sin k_1 \left( \frac{h_2}{\text{tg } \alpha} + x_0 \right) - \sin k_1 \left( \frac{h_2}{\text{tg } \alpha} + x_0 \right) \right] \right. \\
 & + \frac{A_1 k_1}{V_1} \cos k_1 \left( \frac{h_2}{\text{tg } \alpha} + x_0 \right) - \frac{A_1 h_2^2}{V_1 \text{tg } \alpha} \left[ \cos k_1 x_0 \text{Si} \left( k_1 \frac{h_2}{\text{tg } \alpha} \right) - \right. \\
 & - \cos k_1 x_0 \text{Si} \left( k_1 \frac{h_2}{\text{tg } \alpha} \right) + \sin k_1 x_0 \text{Ci} \left( k_1 \frac{h_2}{\text{tg } \alpha} \right) - \\
 & \left. \left. - \sin k_1 x_0 \text{Ci} \left( k_1 \frac{h_2}{\text{tg } \alpha} \right) \right] \right\} h_1 + h_2^2 \left[ 1 + \frac{A_1 k_1}{V_1} \cos k_1 \left( \frac{h_2}{\text{tg } \alpha} + x_0 \right) \right] = 0 \\
 B &= \frac{e^{-\nu p_1} (1 - e^{-\nu \sigma_0}) \text{tg } \alpha}{3 \eta_0 \gamma V_1}
 \end{aligned}$$

2. Для определения характера распределения контактных напряжений в зоне очага деформации при гидроэкструзии с наложением продольных ультразвуковых колебаний (фиг. 2) рассмотрим бесконечно малый элемент толщиной  $dx$  и условие его равновесия в системе координат  $XY$ , приняв, что сила трения есть напряжение вязкого сдвига в слое смазки. Спроектировав все силы, действующие на элемент, получим

$$\begin{aligned}
 (2.1) \quad (\sigma_x + d\sigma_x) (S_x + dS_x) - \sigma_x S_x - \pi n D_x dX \sin \alpha - \tau \pi D_x dX \cos \alpha = 0 \\
 S_x = \frac{\pi D_x^2}{4}, \quad dS_x = \frac{\pi D_x dD_x}{2}, \quad dX = \frac{dD_x}{2 \sin \alpha}
 \end{aligned}$$

Подставляя последнее выражение в (2.1), получаем

$$(2.2) \quad D_x d\sigma_x + 2\sigma_x dD_x - 2p dD_x - \frac{2\tau dD_x}{\operatorname{tg} \alpha} = 0$$

Используя условие пластичности при гидрокструзии в виде [5]  $p - \sigma_0 = \sigma_x$ , после некоторых преобразований получаем уравнение равновесия для модели жесткопластического тела в очаге деформации [11]

$$(2.3) \quad \frac{X \partial p}{2 \partial X} - \sigma_0 - \frac{\tau}{\operatorname{tg} \alpha} = 0$$

Режим жидкостного трения определяется величиной и направлением сил трения в смазочном слое [8]  $\tau = -\eta(\partial u / \partial Y)_{Y=h}$ , здесь  $u$  — скорость в смазочной пленке. Из основного уравнения равновесия жидкости при постоянной вязкости в проекции на ось  $Y$  [8] после двойного интегрирования находим, что

$$(2.4) \quad u = \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial X} Y^2 + c_3 Y + c_4$$

Постоянство вязкости по оси  $Y$  принимается из условия, что ввиду малости толщины слоя смазки давление жидкости не зависит от  $Y$ , а следовательно в случае зависимости вязкости от давления постоянна по толщине слоя будет и вязкость [12].

Постоянные интегрирования  $c_3$  и  $c_4$  определяются из краевых условий

$$(2.5) \quad Y=0, \quad u = -\omega \xi_0 \cos \alpha \sin \omega t \cos k_2(X-X_2); \quad Y=H, \quad u = -V_1 \left( \frac{X_1}{X} \right)^2$$

Здесь  $H$  — толщина слоя смазки в любой точке очага деформации. Определив  $c_3$  и  $c_4$  из условий (2.5), получим

$$(2.6) \quad u = \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial X} (Y^2 - HY) - \frac{V_1 Y}{H} \left( \frac{X_1}{X} \right)^2 - A \cos \alpha \sin \omega t \cos k_2(X-X_2) \left( 1 - \frac{Y}{H} \right)$$

$$A = \omega \xi_0; \quad k_2 = k_1 \cos \alpha$$

Проводя дифференцирование скорости  $u$  по  $Y$  при  $Y=H$  и учитывая, что  $H = H_1(X/X_1)$  выражение для  $\tau$  переписется в виде

$$(2.7) \quad \tau = -\frac{H_1}{2} \left( \frac{X_1}{X} \right) \frac{\partial p}{\partial X} - \frac{V_1 \eta}{H_1} \left( \frac{X_1}{X} \right)^2 - \frac{\eta A \cos \alpha \sin \omega t \cos k_2(X-X_2)}{H_1} \left( \frac{X_1}{X} \right)$$

Здесь  $H_1 = h_1 \cos \alpha$  — толщина слоя смазки на входе в очаг деформации в системе координат  $XY$ .

Так как угол  $\alpha$  мал, то  $\cos \alpha \rightarrow 1$ , т. е.  $H_1 \approx H_1$ . Подставляя (2.7) в уравнение (2.3), получим

$$(2.8) \quad \frac{X}{2} \left( 1 + \frac{H_1}{X_1 \operatorname{tg} \alpha} \right) \frac{\partial p}{\partial X} - \sigma_0 - \frac{\eta_0 V_1}{H_1} \left( \frac{X_1}{X} \right)^3 \frac{e^{\gamma p}}{\operatorname{tg} \alpha} + \frac{\eta_0 A \cos \alpha \sin \omega t \cos k_2(X-X_0)}{H_1} \left( \frac{X_1}{X} \right) \frac{e^{\gamma p}}{\operatorname{tg} \alpha} = 0$$

Уравнение (2.8) подстановкой  $N = \exp(-\gamma p)$  сводится к линейному дифференциальному уравнению первого порядка, решение которого имеет вид

$$(2.9) \quad e^{-\gamma p} = -\frac{2\eta_0 \gamma V_1}{H_1 \operatorname{tg} \alpha (2G-3)} \left[ \left( \frac{X_1}{X} \right)^3 - \left( \frac{X_1}{X} \right)^{2G} \right] + e^{-\gamma(p_1 + \sigma_0)} \left( \frac{X_1}{X} \right)^{2G} + \frac{2\eta_0 \gamma A \cos \alpha \sin \omega t}{H_1 \operatorname{tg} \alpha} \left[ \frac{X_1}{X^{2G}} \Phi(X) - \frac{X_1}{X^{2G}} \Phi(X_1) \right]$$

$$\Phi(X) = \frac{k_2^4}{24} \left[ \frac{X^{2G+3}}{2G+3} - \frac{4X_2 X^{2G+2}}{2G+2} + \left( 6X_2^2 - \frac{12}{k_2^2} \right) \frac{X^{2G+1}}{2G+1} - \right. \\ \left. - \left( 4X_2^3 - \frac{24X_2}{k_2^2} \right) \frac{X^{2G}}{2G} + \left( X_2^4 - \frac{12X_2^2}{k_2^2} + \frac{24}{k_2^4} \right) \frac{X^{2G+1}}{2G-1} \right]$$

Здесь  $\Phi(X) = \Phi(X_1)$  при  $X = X_1$ .

Имея (2.9), а также величину  $h_1$  из (1.8), можно определить распределение давлений по длине очага деформации. Давление жидкости, необходимое для осуществления процесса гидроэкструзии с наложением продольных ультразвуковых колебаний, определяется из условия, что при  $X = X_2$   $p = \sigma_0$ . После несложных математических преобразований имеем

$$(2.10) \quad p_1 = \sigma_0 \ln R + \frac{1}{\gamma} \ln \left\{ 1 + q(R^{1/2(3-2G)} - 1) e^{\gamma(p_1 + \sigma_0)} - s \frac{e^{\gamma(p_1 + \sigma_0)}}{X_1^{2G-1}} [\Phi(X_1) - \Phi(X_2)] \right\} \\ q = - \frac{2\eta_0 \gamma V_1}{H_1 \operatorname{tg} \alpha (2G-3)} \quad s = \frac{2\eta_0 \gamma A \cos \alpha \sin \omega t}{H_1 \operatorname{tg} \alpha} \quad \Phi(X_2) = \Phi(X) \quad (X = X_2)$$

Анализируя уравнения (1.8) и (2.10), можно видеть, что в первой половине периода, когда направление продольных колебаний совпадает с направлением движения заготовки, толщина слоя смазки быстро увеличивается в течение промежутка времени  $t_1$ , при этом давление жидкости уменьшается и достигает давления, равного идеальному. Время  $t_1$  определяется из выражения

$$(2.11) \quad t_1 = \frac{1}{\omega} \arcsin \left[ \frac{V_1 (R^{1/2(3-2G)} - 1) X_1^{2G-1}}{A (3-2G) [\Phi(X_1) - \Phi(X_2)]} \right]$$

При дальнейшем движении инструмента толщина слоя смазки продолжает увеличиваться, при этом давление жидкости падает и в пределе может достигнуть нулевого значения. Данный промежуток равен

$$(2.12) \quad t_2 = \frac{1}{\omega} \arcsin \left[ \frac{1 + q(R^{1/2(3-2G)} - 1) e^{\gamma \sigma_0} - e^{-\gamma \sigma_0 \ln R}}{2\eta_0 \gamma A e^{\gamma \sigma_0} [\Phi(X_1) - \Phi(X_2)]} \right] X_1^{2G-1} H_1 \max$$

Подставляя выражение (2.12) в (1.8), определяем оптимальную величину  $H_1 \max$  толщины слоя смазки на входе в очаг деформации. В дальнейшем эта величина толщины слоя смазки не изменяется ввиду того, что материал затягивается в очаг деформации за счет напряжений вязкого сдвига, которые возникают при истечении жидкости через клиновой зазор. Это происходит в течение промежутка времени  $t_3$  ( $t_2 \leq t_3 \leq T/2 - t_2$ ). Во второй половине периода начинается сжатие жидкости, при котором давление увеличивается, а толщина слоя смазки уменьшается от оптимального до своего минимального значения. В этом случае давление жидкости определяется из выражения [6]

$$(2.13) \quad p_{\max} = \left[ \frac{\sigma_0(a+1) - (1 + \sin^{-1} \alpha) \sigma_k}{a} \right] (R^a + 1) \\ a = \frac{\mu}{\operatorname{tg} \alpha}, \quad \sigma_k = k_2 \xi_0 E \sin k_2 (X_3 - X_2), \quad X_3 = \frac{X_1 + X_2}{2}$$

Здесь  $\mu$  — коэффициент жидкостного трения.

Из выражения (2.10) и (2.13) находится время  $t_4$ , при котором давление жидкости достигает максимального значения

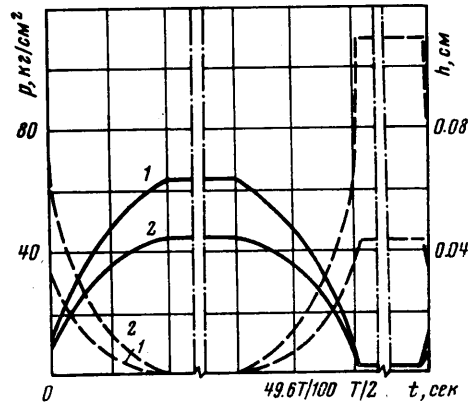
$$(2.14) \quad t_4 = \frac{1}{\omega} \arcsin \left\{ \frac{H_1 \operatorname{tg} \alpha}{2\eta_0 \gamma A \cos \alpha [\Phi(X_1) - \Phi(X_2)]} \times \right. \\ \left. \times \left[ \frac{\exp[\gamma(p_{\max} - \sigma_0 \ln R) - 1]}{\exp[\gamma(p_{\max} + \sigma_0)]} - q(R^{1/2(3-2G)} - 1) \right] \right\}$$

Подставляя (2.14) в уравнение (1.8) и решая его, получим минимальную величину толщины слоя смазки  $H_{1 \min}$ . В момент времени  $t_3 = T - t_2$  толщина слоя смазки начинает увеличиваться, а давление жидкости уменьшается и достигает давления прессования без наложения ультразвука на очаг деформации в момент времени  $t_4 = T$ . В дальнейшем картина процесса повторяется. На фиг. 3 изображена зависимость толщины слоя смазки и давления от времени для  $\xi_0 = 5 \text{ мкм}$ ,  $\alpha = 4^\circ$ ,  $f = 17\,850 \text{ гц}$  и различных значений вытяжек. Кривая 1 соответствует вытяжке  $R = 1.2$ , а кривая 2 —  $R = 1.6$ . Сплошной линией показана зависимость давления от времени, а штриховой — толщина слоя смазки от времени.

Эффект от воздействия ультразвука на снижение давления жидкости при гидроэкструзии определяется из выражения

$$(2.15) \quad n = \frac{p_2 - p_3}{p_2} 100\%$$

$$p_3 = \frac{1}{T} \int_0^T p_3(t) dt$$



Фиг. 3

Здесь  $p_2$  — давление жидкости без наложения колебаний,  $p_3$  — среднее давление жидкости с наложением ультразвуковых колебаний.

Для проверки теоретической модели процесса гидроэкструзии металлов с наложением продольных ультразвуковых колебаний были проведены экспериментальные исследования на установке, конструкция которой позволяет свести к минимуму потери ультразвуковой энергии. Для исследований были выбраны металлы, обладающие разной пластичностью: свинец, алюминий А1, медь М4, латунь Л62 и сталь 45. Функцию рабочей жидкости и смазки выполняло веретенное масло. Выдавливание всех металлов проводилось со степенью деформации  $\epsilon = 5 \div 50\%$  при угле конусности матрицы  $2\alpha$ , равном  $30^\circ$ . Результаты экспериментальных исследований показали, что наложение продольных ультразвуковых колебаний на процесс гидроэкструзии позволяет значительно снизить необходимое для деформации давление. Так, при гидроэкструзии свинца со степенью деформации  $\epsilon = 55.5\%$  давление жидкости снизилось с 171.2 до 68.4  $\text{кг/см}^2$ , т. е. на 60%. При деформации алюминия при вытяжке  $R = 1.45$  ( $\epsilon = 31\%$ ) давление снизилось с 1160.5 до 688.1  $\text{кг/см}^2$ , т. е. в 1.68 раза. При этом эффект от воздействия продольных колебаний на снижение давления составил 40.7%. Аналогичные результаты были получены при гидроэкструзии других металлов. Например, при выдавливании меди со степенью деформации  $\epsilon = 24\%$  давление жидкости от воздействия ультразвука снизилось в 1.83 раза, в то же время для латуни оно снизилось в 1.51 раза.

Приведенные результаты экспериментальных исследований говорят о том, что продольные ультразвуковые колебания оказывают различное воздействие на процесс гидроэкструзии металлов, имеющих разную степень упрочнения. Это объясняется значительным ростом элементарных сил трения в слое смазки, играющих активную роль в деформации металла, наложением знакопеременных напряжений, которые, складываясь со статическими, снижают последние, а также увеличением толщины слоя смазки, что позволяет получать условия гидродинамического трения.

Сравнение теоретических и экспериментальных исследований показывает, что данная теоретическая модель процесса гидроэкструзии с наложением продольных ультразвуковых колебаний может быть использована только для металлов, имеющих низкий предел текучести.

Из представленных исследований можно сделать вывод о том, что наложение механических колебаний высокой частоты на процесс гидроэкструзии позволяет значительно снизить давление жидкости, получить качественную поверхность готовых изделий, устранить пульсацию давления жидкости, а также создать условия для гидродинамического трения в процессе деформации металлов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Перлин И. Л., Райтбарг Л. Х. Теория прессования металлов. М., «Металлургия», 1975.
2. Wilson W. R. D. The temporary breakdown of hydrodynamic lubrication during initiation of extrusion. Intern. J. Mech. Sci., 1971, vol. 13, No. 1.
3. Thiruvarduchelvan S., Alexander J. M. Hydrodynamic lubrication in hydrostatic extrusion using a double reduction die. Intern. J. Mach. Tool Des. and Res., 1971, vol. 11, No. 3.
4. Береснев Б. И., Верещагин Л. Ф., Рябинин Ю. Н., Лившиц Л. Д. Некоторые вопросы больших пластических деформаций металлов при высоких давлениях. М., Изд-во АН СССР, 1960.
5. Катуб С., Александр J. M. Pressure distribution in hydrostatic extrusion dies. J. Strain Analysis, 1972, vol. 7, No. 3.
6. Северденко В. П., Клубович В. В., Степаненко А. В. Обработка металлов давлением с ультразвуком. Минск, «Наука и техника», 1973.
7. Северденко В. П., Клубович В. В., Степаненко А. В. Пластичность и ультразвук. Минск, «Наука и техника», 1976.
8. Слезкин Н. А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М., Гостехиздат, 1955.
9. Скучик Е. Основы акустики, т. 1. М., «Мир», 1976.
10. Эльсгольц Л. Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. М., «Наука», 1965.
11. Гоффман О., Закс Г. Введение в теорию пластичности для инженеров. М., Машгиз, 1957.
12. Коровчинский М. В. Прикладная теория подшипникового жидкостного трения. М., Машгиз, 1954.

УДК 532.516.5

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ И ФОРМА ЗАЗОРА В ОДНОМЕРНОМ УПРУГОГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ КОНТАКТЕ

М. А. ГАЛАХОВ, К. И. ЗАПАРОВ, Е. Д. ТЕРЕНТЬЕВ

(Москва)

Предложены уравнения теории смазки упругих цилиндров в изотермическом стационарном случае. Учтены кривизна цилиндров и влияние касательных напряжений на толщину смазочной пленки и кинематику контакта. В простейшем случае задача сводится к нелинейному сингулярному интегро-дифференциальному уравнению с неизвестной границей. Дано численное решение этого уравнения. Предложена упрощенная постановка задачи при недостаточной смазке.

1. Рассмотрим стационарное качение двух упругих цилиндров с параллельными осями, прижатых один к другому нагрузкой  $q$  на единицу длины цилиндра. Цилиндры разделены тонкой пленкой вязкой несжимаемой жидкости. Направим ось  $x$  по скорости качения, ось  $y$  — перпендикулярно осям цилиндров. Уравнения течения жидкости и контактных деформаций можно записать в виде

$$(1.1) \quad \frac{d}{dx} \left[ h^3 \exp(-Lp) \frac{dp}{dx} \right] = \\ = \frac{d}{dx} \left\{ \left[ 1 - FV^2 \int_a^c \frac{\tau dt}{t-x} - \frac{2}{\pi^2} \left( \frac{1-\nu}{1-2\nu} \right)^2 MN \int_a^c \frac{h}{t-x} \frac{dp}{dt} dt + Np \right] h \right\}$$

$$(1.2) \quad h(x) = 1 + x^2 - c^2 + D \int_a^c p(t) \ln \frac{c-t}{|t-x|} dt - N \int_x^c h \frac{dp}{dt} dt$$

$$(1.3) \quad p(a) = p(c) = \frac{dp}{dx}(c) = 0$$