

# **Анализ моделей динамики глубокого проникновения лазерного излучения в материалы**

**В.С.Голубев**

*Представлен обзор результатов качественного аналитического исследования гидродинамических явлений в процессах глубокого (канализованного) проникновения лазерного излучения в конденсированные (т.е. твердые и жидкие) среды. Эти процессы происходят при лазерной сварке с “кинжальным” проплавлением, газолазерной резке материалов большой толщины, при лазерном хирургическом вмешательстве в биоткани, в том числе жидкие.*

*Обзор состоит из трех частей, каждая из которых имеет собственную нумерацию страниц, формул, рисунков и библиографических ссылок.*

*Полное изложение материалов, представленных в каждой из частей, содержится в соответствующих препринтах ИПЛИТ РАН, ссылки на которые приводятся. Электронные версии этих препринтов имеются в библиотеке ИПЛИТ РАН: они могут быть также предоставлены всем интересующимся по электронной почте (vlagol@mail.ru).*

*Часть материалов в сокращенном виде опубликована в периодических научных изданиях (Известия РАН; Proceedings SPIE).*

## Часть 1. Нестационарная гидродинамика в процессах взаимодействия лазерного излучения с веществом

В.С. Голубев

---

Дан качественный анализ основных опубликованных результатов исследований процессов глубокого проникновения лазерного излучения в вещество при интенсивностях  $10^5$ - $10^7$  Вт/см<sup>2</sup>. Рассматриваются процессы образования парогазового канала (ПГК) и сварки с глубоким проплавлением. Приводится обзор возможных гидродинамических неустойчивостей поверхности расплава. Нелинейный этап этих неустойчивостей может сопровождаться инжекцией микрокапель расплава в облучаемый лазером объем. Обсуждается возможный механизм импульсно-периодического переноса расплава в процессах образования ПГК и при сварке с глубоким проникновением пучка лазерного излучения в материал. Этот механизм может быть обусловлен взрывами пара вследствие интенсивного испарения капель расплава

---

### 1. Введение

Процессы взаимодействия высокоинтенсивных лазерных (или электронных) пучков с материалами практически всегда сопровождаются нестационарными движениями и неустойчивостями расплава [1-4,30].

Нестационарные движения расплава и нестационарности процессов взаимодействия лазерного излучения с веществом наблюдались различными методами:

а) исследование “ряби” и других неоднородностей в диапазоне размеров  $10^{-2}$ - $10^{-1}$  см на поверхности образцов застывшего расплава [5-8,11-13,46].

б) изображения *in vivo* “ряби” с длинами волн на поверхности расплава  $10^{-2}$ - $10^{-1}$  [14-16];

в) изображения *in vivo* перемещения ПГК и ванны расплава в процессе сварки с глубоким проплавлением с разрешением во времени  $10^{-4}$ - $10^{-3}$  с [17,18,20,46]. Эти наблюдения выявили существование периодического коллапса ПГК (полного [20] или неполного [17,46]); перемещающихся “ступенек” или “капель” расплава [4,18,29] внутри ПГК; периодических изменений глубины ПГК [17,41,46] и периодических изменений формы и размеров ванны расплава [41];

г) всплески давления пара в пространстве над входом в ПГК, наблюдаемые и измеряемые акусти-

ческими датчиками давления с временным разрешением в диапазоне частот  $10^3$ - $10^4$  Гц [21-24];

д) Плазменные струи, периодически возникающие над входом в ПГК в диапазоне частот  $10^3$ - $10^5$  Гц [22,25,26,27].

Большая часть известных в литературе физических моделей неустойчивостей поверхности расплава, созданного интенсивным лазерным излучением, имеет дело с возбуждением капиллярных микроволн (диапазон  $10^{-4}$ - $10^{-2}$  см). Механизмы возбуждения этих волн могут иметь различную природу:

а) термокапиллярная неустойчивость [10,28];

б) испарительно-капиллярная неустойчивость [31,32];

в) неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, или “ветровая” [33];

г) неустойчивость Рэлея-Тейлора [34].

На рис.1 представлено поведение инкрементов этих неустойчивостей для случая расплава железа в широком диапазоне поглощаемой интенсивности лазерного пучка (диаметром 400 мкм), падающего перпендикулярно к плоской поверхности расплава. Кривая  $\tau_{\text{evac}}^{-1}$  на рис. 1 иллюстрирует роль скорости удаления расплава из пятна пучка под действием давления паров расплава в соответствии с моделью [35]. ( $\tau_{\text{evac}}^{-1}$  – время выноса расплава из зоны облучения.) Графики на рис.1 показывают, что в

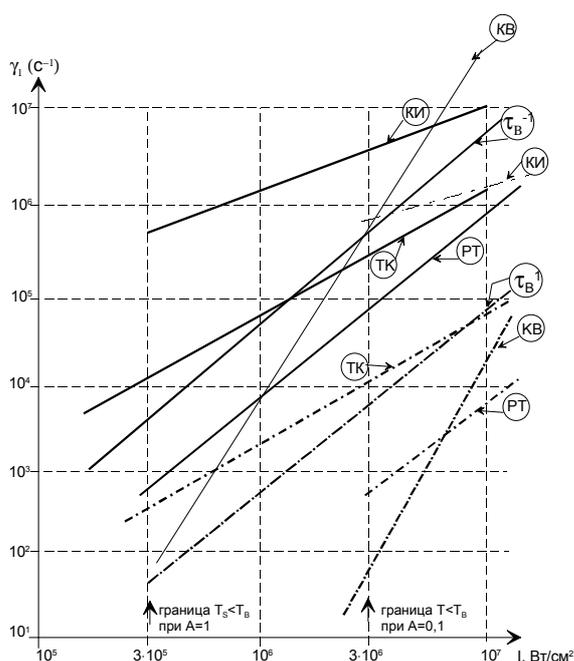


Рис.1. Зависимость инкрементов микронеустойчивостей поверхности расплава в условиях плоской стационарной волны проплавления (СВП) от интенсивности нормально падающего ЛИ при коэффициенте поглощения  $A=0,12$  (штрих-пунктир) и  $A=1$  (сплошная линия). Обозначения: ТК – термокапиллярная неустойчивость; РТ – Рэлей-Тейлоровская неустойчивость; КИ – капиллярно-испарительная неустойчивость; КВ – капиллярно-ветровая неустойчивость;  $\tau_B^{-1}$  – обратное время выноса расплава из зоны пятна облучения.

процессах лазерной сварки и пробивки отверстий преобладают неустойчивости Кельвина-Гельмгольца и испарительно-капиллярная. Оптимальные значения волновых чисел лежат в диапазоне  $10^3-10^4 \text{ см}^{-1}$ .

Модели объемных капиллярных колебаний ванны расплава были рассмотрены в [36,37,43,47]. Эти модели хорошо согласуются с экспериментальными данными, но не раскрывают механизмов возбуждения колебаний. Капиллярные колебания дна ПГК анализируются в [9].

Гидродинамические модели образования “капель” или “солитонов” и их распространения вниз вдоль стенок ПГК предложены в [4] для электронно-лучевой сварки. Аналитическая гидродинамическая модель конечного этапа развития этих “капель” (так называемого “коллапса” ПГК), заполнения расплавом пространства ПГК и последующего развития нового ПГК по причине “пробоя” расплава обсуждается в [20] (электронно-лучевая сварка).

Тепловая модель для объяснения возникновения “морщин” на боковых стенках лазерного реза

предложена в [39]. Идея этой модели применена к процессу лазерной сварки [19] для объяснения явления движущейся “ступеньки” расплава.

Концепция “выдавливания” расплава с передней стенки ПГК была предложена в [46] для объяснения механизма нестационарного периодического переноса расплава в процессе лазерной сварки. В настоящей работе, в частности, рассматривается один из возможных физических механизмов генерации всплесков давления пара при вышеупомянутом режиме “выдавливания” в условиях лазерной сварки (ЛС).

Цели настоящей работы таковы:

1) Качественное рассмотрение возможных физических моделей неустойчивостей и оценка границ устойчивости и частот колебаний в зависимости от интенсивности лазерного излучения падающего пучка и скорости сканирования пучка.

2) Качественное раскрытие влияния нелинейных нестационарных гидродинамических явлений на механизм переноса расплава при ЛС и динамического равновесия ПГК.

Мы не ставили перед собой цели создания каких-либо аналитических или численных моделей вышеупомянутых сложных процессов. Подробное изложение описываемых здесь моделей дано в работе [48].

## 2. Режим движущейся “ступеньки” в процессе лазерной сварки

В работе [19] мы рассмотрели модель движущейся “ступеньки” расплава в процессе ЛС. “Ступенька”, движущаяся вниз по фронтальной стенке ПГК, может возникать при определенных условиях вследствие “нахлеста” движущегося лазерного пучка на часть верхней поверхности свариваемого образца, находящегося впереди входа в ПГК. Это явление подобно периодически возникающим и перемещающимся вниз по передней стенке ПГК “ступенькам” в процессе лазерной резки [39]. Условие возможности режима движущейся “ступеньки” таково:

$$(Pe^*)^{-1} < Pe < Pe^* \tag{1}$$

$$Pe = vr_0/\chi; Pe^* \approx 2-2,5,$$

где  $v$  – скорость процесса ЛС;  $\chi$  – температуропроводность расплава;  $r_0$  – радиус входа в ПГК (радиус перетяжки пучка).  $Pe^*$  зависит от радиального распределения интенсивности пучка и от числа Нуссельта  $Pq$ :

$$Pq = \frac{q}{E_B} \frac{r_0}{\chi}, \tag{2}$$

где  $q = A \frac{P}{\pi r_0^2}$ ,  $A$  – коэффициент поглощения

лазерного излучения. Мы полагаем, что  $A \approx 1$  вследствие генерации поверхностных электромагнитных волн на микрорельефе поверхности расплава [38];  $P$  – общая мощность лазерного пучка;  $q$  – интенсивность лазерного излучения;  $E_B$  – удельная энтальпия расплава (на 1 см<sup>3</sup>) при температуре кипения.

Нижний предел  $Re$ , т.е.  $(Re^*)^{-1}$  в (1) должен объясняться процессом радиальной диссипации тепла, который предотвращает генерацию “ступеньки”. Частота повторения “ступеньки” такова:

$$f_{sh} \approx Re^* \frac{v}{r_0} \approx 5 \cdot 10^2 Re. \quad (3)$$

При определенных условиях (например, когда величина  $r_0$  достаточно мала), слой расплава на передней стенке может быть подвержен режиму “гофр” вследствие капиллярного коллапса. В этом случае длина волны наиболее быстро растущей “гофры” составляет  $(2\pi\sqrt{2})r_0 \approx 10r_0$  и эта “гофра” развивается раньше, чем “ступенька”, при условии  $Re < Re_g^* < Re^*$ ,  $Re_g^* \approx 10^{-1}(\sigma r_0 / \rho \chi^2)^{1/2} \approx 1-2$  (при  $r_0 \approx (0,5-2) \cdot 10^{-2}$  см), где  $\sigma$  – поверхностное натяжение;  $\rho$  – плотность расплава. Растущая “гофра” будет сталкиваться вниз вдоль передней стенки ПГК под действием давления отдачи пара подобно движущейся “ступеньке”. Наши оценки показывают, что частота повторения  $f$  этого процесса составляет:

$$f \approx \frac{1,6}{r_0} \left( v \frac{\sigma}{\rho r_0} \right)^{1/3} \approx 10^3 \text{ с}^{-1} \quad (\text{при } r_0 \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ см и}$$

$v \approx 10 \text{ см/с}$ ).

### 3. Релаксационный режим “выдавливания расплава” в процессе ЛС

Общая концепция этого режима была предложена в [46]. В этой работе модель ЛС предполагает периодический релаксационный процесс переноса расплава через ПГК (вдоль его боковых стенок) от передней стенки к ванне расплава. Толщина слоя расплава у передней стенки ПГК возрастает до тех пор, пока температура поверхности  $T_S$  не превысит точку кипения  $T_B$ . В момент  $T_S \geq T_B$  происходит всплеск давления пара внутри ПГК, и слой расплава “выдавливается” с передней стенки ПГК в ванну расплава. Частота повторения процесса составляет

$$f_{sq} \approx \frac{v^2}{\chi} \left( \frac{\chi}{r_0^2} \right) Re^2 \approx 10^3 - 10^4. \quad (4)$$

Механизм генерации всплеска давления пара в модели ЛС, описанной в [46], не конкретизируется. В настоящей работе мы полагаем, что в этом случае за генерацию всплеска давления пара ответственны явления неустойчивости поверхности расплава в нелинейной стадии. Как было указано выше (см. также рис. 1), в условиях ЛС (т.е. при  $q_{wall} \sim 10^5 \text{ Вт/см}^2$ ) при  $T_S \geq T_B$  быстро развивается поверхностная испарительно-капиллярная неустойчивость поверхностных микроволн.

Применяя результаты анализа испарительно-капиллярной неустойчивости [31] к условиям передней стенки ПГК, мы получаем значения оптимального волнового числа  $k_m$  и максимального инкремента  $\gamma_{EC}$ :

$$\left. \begin{aligned} k_m &= \left( \frac{\partial \ln p}{\partial \ln T} \frac{p_B}{\rho} \right)^{1/2} \left( \frac{v \rho}{\chi \sigma} \right)^{1/2}, \\ \gamma_{EC} &= \left( \frac{\partial \ln p}{\partial \ln T} \frac{p_B v}{\rho \chi} \right)^{3/4} \left( \frac{\rho}{\sigma} \right)^{1/4}, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где  $p(T)$  – давление паров расплава;  $p_B = p(T_B)$ . При характерных значениях (для железа)  $\partial \ln p / \partial \ln T \approx 14$ ,  $c \approx 10^{-1} \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\sigma / \rho \approx 2 \cdot 10^2 \text{ см}^3/\text{с}$  [45], в диапазоне  $v \approx 10-20 \text{ см/с}$ , (5) дает  $k_m \approx (0,7-1,5) \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ ,  $\gamma_{EC} \approx (0,4-0,7) \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ .

Рост амплитуд капиллярных волн  $x_m$  вызывает отрыв капель от поверхности расплава (рис. 2).

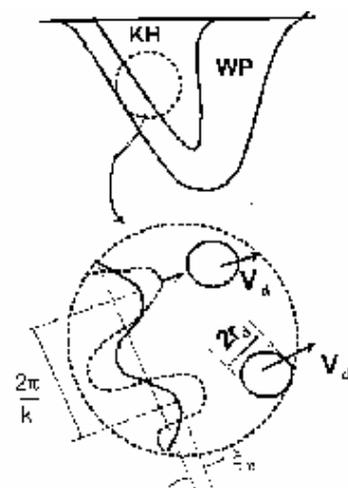


Рис.2. Механизм отрыва капель от поверхности расплава вследствие микронеустойчивости поверхности. “КН” – ПГК; WP – ванна расплава.

Качественный анализ этого явления показывает, что средний радиус капель  $r_d$  и их средняя скорость  $v_d$  суть величины порядка

$$r_d \approx k_m^{-1} \approx 10^{-3} \text{ см} \quad (6)$$

$$v_d \approx \sqrt{k_m \frac{\sigma}{\rho}} \approx 10^3 \text{ см/с.} \quad (7)$$

Капли, поглощая лазерное излучение эффективной (средней) интенсивности,

$$q_{eff} \approx \nu E_B \quad (8)$$

испаряются, что приводит к всплеску давления паров амплитудой  $\Delta p$ , где  $E_B \approx \rho c T_B$ ,  $c$  – теплоемкость расплава материала. Считая, что величина средней удельной объемной энтальпии составляет  $E_{ev}$  ( $E_{ev} \approx 5 \cdot 10^4$  Дж/см<sup>3</sup> для железа [45]), находим время испарения капель:

$$\tau_{ev} \approx \frac{3}{k_m \nu} \approx (1,5-3) \cdot 10^{-4} \text{ с.} \quad (9)$$

Это время превышает время  $t_f$  пролета капель поперек ПГК:

$$t_f \approx 2r_0/v_d \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ с (если } r_0 \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ см)} \quad (10)$$

Капли поглощаются задней стенкой ПГК, следовательно, время всплеска давления  $\tau_{\Delta p}$  приблизительно равно:

$$\tau_{\Delta p} \approx \tau_f \cdot 4 \cdot 10^{-5} \text{ с.} \quad (11)$$

Величина  $\Delta p$  всплеска давления определяется балансом энергии капель

$$q_{eff} = \nu E_B = 2n_{vap} a_s E_{ev}, \quad (12)$$

где  $n_{vap}$  – плотность атомов пара;  $a_s$  – звуковая скорость пара;  $E_{ev}$  – энергия испарения на атом (для железа:  $E_{ev} \approx 5 \cdot 10^{-19}$  Дж),  $T_B \approx 3,2 \cdot 10^3$  К,  $a_s \approx 0,8 \cdot 10^5$  см/с [45]). Множитель 2 появляется в (12), так как поток паров при звуковой скорости (число Маха равно 1) должен полностью поглощаться двумя стенками (передней и задней) ПГК. Температура поверхности задней стенки  $T_s \sim T_B$ : мы предполагаем, что температура поверхности передней стенки  $T_f \approx T_m + 1/2(T_B - T_m)$  в течение времени пролета частиц  $T_f$  также не превышает величину  $T_B$ : наша оценка показывает, что  $T_f = T_B(1 - \nu r_d / \chi) \approx 0,9 T_B$ .

Используя стандартные гидродинамические соотношения, можно найти из (12) величину всплеска давления  $\Delta p = p_{vap} - p_B$ :

$$\Delta p = p_B \left( \frac{\nu}{v_s} - 1 \right) \quad (13)$$

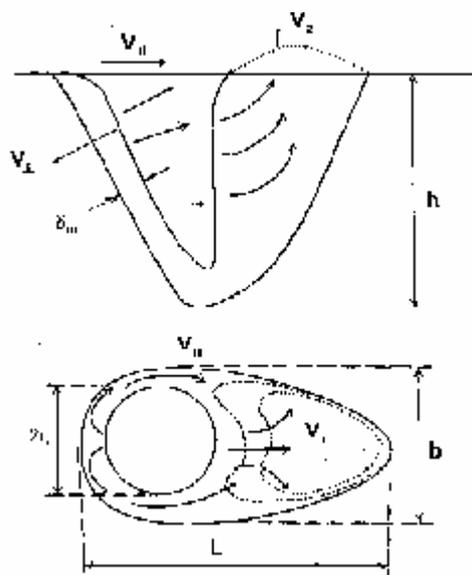


Рис.3. Потoki в ванне расплава. Стрелками обозначены скорости потока. Пунктирные линии представляют изобары внутри ванны расплава

где  $v_s = a_s \frac{n_B}{n_s} \frac{4}{3} \left( \frac{E_{ev}}{E_B} - 1 \right) \approx 4$  см/с (для железа);  $E_{ev}$  – энтальпия испарения на см<sup>3</sup>;  $n_B$  – концентрация атомов пара при  $p = p_B$  и  $T = T_B$  ( $n_B \approx 3 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>);  $n_s$  – атомная концентрация расплава ( $n_s \approx 10^{23}$  см<sup>-3</sup>). Следовательно, для  $\nu = 10-20$  см/с, имеем:

$$\Delta p \approx (1,5-4) p_B.$$

Теперь можно оценить компоненты скоростей потока расплава в ванне расплава и в слое на передней стенке (рис.3). Приблизительные выражения для усредненных по времени размеров ванны расплава  $h$ ,  $L$ ,  $b$  (в случае  $Re \gg 1$ ) и для толщины слоя расплава  $\delta_m$  на передней стенке могут быть записаны в виде:

$$\left. \begin{aligned} h &\approx 2 r_0 \text{Pq/Pe}; & L &\approx 3 r_0 \text{Pe}; & b &\approx 3 r_0; \\ \delta_m &\approx \frac{\chi}{v} \approx \frac{r_0}{\text{Pe}}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

При оценке скорости потока расплава используется нестационарное уравнение Эйлера

$$\left. \begin{aligned} \bar{v} &\approx - \frac{\nabla p}{\rho} \tau_{\Delta p}, \\ \text{где } |\nabla| &\approx (2/h) \text{ для } v_z; & |\nabla| &\approx 2/L \text{ для } v_r. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Условие непрерывности потока массы оценочно дает:

$$v_z L \approx h v. \quad (16)$$

Из (15) и (16) можно определить взаимосвязь перепадов давления  $\Delta p_z, \Delta p_r$ :

$$\Delta p_z / \Delta p_r \cong (h/L)^2 \cong P^2 q / P^4 e. \quad (17)$$

В выражении для полного периода давления  $\Delta p$

$$\Delta p = \Delta p_L + \Delta p_z - \sigma / r_0 \quad (17a)$$

можно не принимать во внимание член, соответствующий давлению  $\sigma / r_0$ . Учитывая компоненты скоростей потока расплава  $v_{\perp}$  и  $v_{\parallel}$  на передней и задней стенках (рис.3), мы используем условие непрерывности потока массы

$$v_{\perp} r_0 \cong v_{\parallel} \sigma \quad (18)$$

и качественное предположение

$$v_{\parallel} \cong v_r. \quad (19)$$

Предположение (19) оправдано характером поля скоростей потоков расплава в окрестности ( $\Delta r \leq r_0$ )

задней и передней стенок ПГК: изобара потока, ответственная за величину движущего градиента давления  $\nabla_{\parallel} p$  приблизительно та же, что и изобара, ответственная за градиент давления (так как для оценки  $v_r$  мы предполагаем, что  $\nabla_z p \cong \nabla_L p$ ). Теперь, используя (13)-(19), находим:

$$\left. \begin{aligned} v_r &\cong \left( \frac{2 p_B}{\rho} \right) \frac{\tau_{\Delta p}}{r_0} \frac{Pe^4}{Pq^2} \quad (\text{при } Pe \ll \sqrt{Pq} \cong 4-5), \\ v_z &\cong v_r \frac{Pq}{Pe^2}, \\ v_{\perp} &\cong \frac{v_r}{Pe}. \end{aligned} \right\} (20)$$

Типичный случай таков:  $Pe=3, Pq=20, r_0=2 \cdot 10^{-2}$  см. Тогда  $v_r \cong 10^2$  см/с,  $v_z \cong 1,5 \cdot 10^2$  см/с,  $v_{\perp} \cong 40$  см/с. Время выдавливания слоя расплава  $\tau_{sq}$  с передней стенки

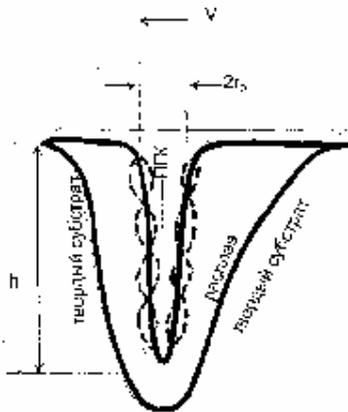


Рис.4.1. Капиллярные макроколебания стенок ПГК при  $kr_0 > 1$ . Деформированная в виде гофр поверхность расплава показана пунктиром.

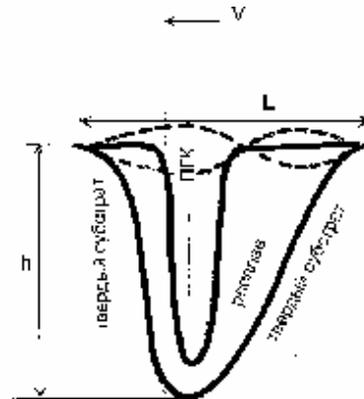


Рис.4.2. Капиллярные колебания верхних зон ванны расплава (—).

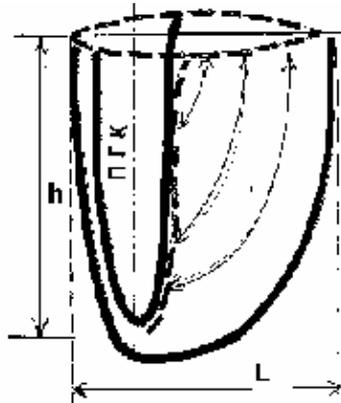
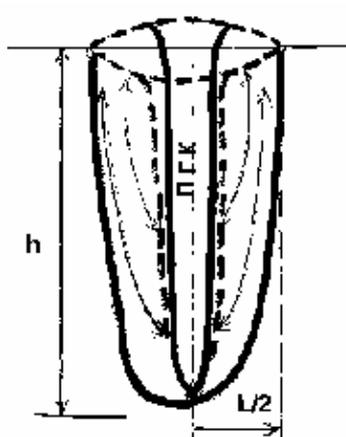


Рис.4.3. Конфигурации капиллярных колебаний объема ванны расплава в целом, сопровождающихся осцилляциями поверхностей ванны расплава и стенок ПГК. Стрелками показаны направления колебательных скоростей в объеме расплава.

определяется следующим образом:

$$\tau_{sq} \cong \frac{\delta_m}{v_{\perp}} \cong \frac{r_0}{v_r} = \frac{1}{4} (r_0 v_d) \frac{\rho}{p_B} \left( \frac{P^2 q}{P^2 e} \right) \cong 2 \cdot 10^{-4} \text{ с.} \quad (21)$$

После “выдавливания” передняя стенка становится “обнаженной”, так как ее поверхность находится в твердом состоянии при  $T_s = T_m$  (точка плавления). В течение времени

$$\tau_m = f_{sq}^{-1} \cong \frac{\chi}{v^2} \cong 10^{-3} \text{ с} \quad (22)$$

температура поверхности слоя расплава на передней стенке  $T_s$  снова становится равной  $T_s = T_B$ , и цикл “выдавливания” повторяется. Нижний Re предел для режима “выдавливания” определяется условием:

$$\left. \begin{aligned} v_{\perp} &\geq v, \\ \text{Re} &\geq \text{Pq} \left( \frac{\rho}{p_B} \frac{\chi}{\tau_{\Delta p}} \right)^{\frac{1}{2}} \cong 10^{-1} \text{Pq} \cong 2. \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Другой нижний предел  $\text{Re}^*$  определяется условием режима движущейся “ступеньки”, так как в этом режиме температура поверхности расплава на передней стенке не может превысить величину  $T_B$ . Следовательно, общий нижний Re предел для режима “выдавливания” составляет:

$$\max \{ \text{Re}_m, \text{Re}^* \} \leq \text{Re}. \quad (24)$$

Верхний Re предел для режима “выдавливания” определяется условием усредненного по времени равновесия ванны расплава в ходе цикла процесса. Масса расплава в ванне при  $t \geq \tau_{\Delta p}$  удерживается от выплеска из ванны за счет капиллярного давления  $\sigma/r_0$ ; следовательно, условие усредненного во времени равновесия ванны расплава таково:

$$\Delta p \left( \tau_{\Delta p} \frac{v^2}{\chi} \right) \leq \frac{2\sigma}{r_{av}} \quad (25)$$

(множитель 2 в (25) учитывает дополнительное капиллярное давление на верхней поверхности ванны расплава). После подстановки  $\Delta p$  и  $\tau_{\Delta p}$  в (25) находим условие усредненного динамического равновесия

$$\left. \begin{aligned} v &\leq v_{\max} \cong 1,5 \left( \frac{\chi \sigma v_d v_s}{r_0 \rho_B} \right)^{\frac{1}{3}}, \\ \text{Re} &\leq \text{Re}_{\max} \cong 1,5 \left( \frac{r_0}{\chi^2} \frac{\sigma v_d v_s}{p_B} \right)^{\frac{1}{3}}. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Если  $r_0 = 2 \cdot 10^{-2}$  см,  $\sigma = 1,8 \cdot 10^3$  дин/см [45], тогда  $v_{\max} \cong 20$  см/с и  $\text{Re}_{\max} \cong 4$ . Когда скорость процесса лазерной сварки превышает величину  $v_{\max}$ , тогда ванна расплава будет периодически выплескиваться (рис.4.3) при частоте

$$f_w \cong \frac{v}{L} \cong \frac{1}{3} \frac{\chi}{r_0^2} \cong 10^2 \text{ с}^{-1}. \quad (27)$$

Этот режим выплесков в процессе ЛС выглядит как неравномерный процесс “резки”, сопровождаемый макрокаплями на верхней поверхности свариваемого образца, расположенными на расстоянии  $L \sim 1$  см друг от друга.

#### 4. Неустойчивости и динамическое равновесие жидких стенок ПГК

Общепринятое мнение [40] относительно механизма равновесия жидких стенок ПГК состоит в том, что избыток давления пара  $\Delta p$  в ПГК равен давлению, создаваемому поверхностным натяжением  $\sigma/r_0$  ( $r_0$  – средний радиус ПГК). Жидкие стенки ПГК подвержены капиллярной неустойчивости (“коллапсу”) в виде “гофр” (или “сосисок”), т.е. волновой вектор неустойчивости параллелен оси ПГК. Максимальная величина инкремента этой неустойчивости  $\gamma_g$  равна

$$\gamma_g \cong 1,6 r_0^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}} \quad (28)$$

обычно  $\gamma_g \sim 10^4 - 10^3 \text{ с}^{-1}$ . Эта величина  $\gamma_g$  соответствует волновому числу “гофр”

$$k_g \cong (r_0 \sqrt{3})^{-1}. \quad (29)$$

Недавно было численно показано [42], что в определенных газодинамических условиях эти “гофры” стабилизируются потоком пара со дна ПГК. С нашей точки зрения, когда испарение расплава происходит равномерно по всей поверхности стенок ПГК или когда поток пара выходит от передней стенки и поглощается задней стенкой, коллапс в виде “гофр” не может быть стабилизирован. Инкремент неустойчивости “гофре” (1) значительно превосходит обратное время аксиально-однородного капиллярного коллапса ПГК. Этот тип коллапса соответствует движению расплава во всем объеме ванны [43], в то время как при коллапсе “гофр” движение расплава происходит только в объемах порядка  $k_g^3 \sim r_0^3$ . Давление отдачи пара на поверхности “гофр” не задерживает роста амплитуды “гофр”. Это обусловлено тем, что избыток давления отдачи паров создается (вследствие поглощения излучения)

главным образом на “склоне”, но не на “верхушке” “гофры”. Коллапсирующая “гофра” сталкивается на дно ПГК с фазовой скоростью  $v_z \sim 10^3$  см/с. Если время этого перемещения ( $h/v_z$ ,  $h$  – глубина ПГК) превышает время коллапса, происходит коллапс ПГК (рис.4е). Условие для этого коллапса [19]:

$$h > \frac{v_z}{\gamma} \cong h_{cr}, \text{ или } \text{Pe} < \text{Pe}_{cr} \cong 10^{-1}. \quad (30)$$

Повышенный уровень неустойчивости расплава для невысоких значений  $\text{Pe}$  наблюдался в [44]. После коллапса “гофр” расплав заполняет ПГК; затем лазерный пучок снова выталкивает “пробку” расплава (вдоль оси ПГК и по радиусу) с гидродинамической скоростью  $v_h \cong \sqrt{2\rho/g} \cong 10^3$  см/с, давление пара  $p$  определяется интенсивностью поглощенного излучения  $q$ :

$$p \cong p_B q/q_B \quad (31)$$

( $p_B$  – интенсивность излучения, которая соответствует условию  $p=p_B$ ). Выражение (31) действительно только для  $q \gg q_{cr}$ ,  $q_{cr}$  определенная интенсивность, которая удовлетворяет равенству потерь энергии на теплопроводность и на испарение. Частота повторения коллапса и режима последующего восстановления ПГК составляет

$$f_c \cong (\gamma_g^{-1} + h/v_h)^{-1} \cong 10^3 \text{ с}^{-1}. \quad (32)$$

В этом случае в процессе ЛС лазерный пучок может перемещаться по типу движения иглы “швейной машины” и периодически проникать в медленно движущийся расплав.

### 5. Объемные капиллярные колебания ванны расплава

Аналитические исследования колебаний приповерхностной зоны ванны расплава (рис.4.2) представлены в работе [36]. Результаты наших наглядных оценок частоты колебаний  $f_1$  первой моды в этом случае таковы:

а) Если  $\text{Pe} \ll 1$ , полагая  $L \cong 2\chi/\nu$ , то

$$f_1 \cong 0,8 \left( \frac{\sigma}{\rho r_0^3} \right)^{\frac{1}{2}} \text{Pe}^{\frac{3}{2}} \cong -10^2 - 10^3 \text{ с}^{-1} \quad (33)$$

( $\text{Pe} \cong 10^{-1} - 3 \cdot 10^{-1}$ );

б) Если  $\text{Pe} \gg 1$ , тогда, используя (14) для  $L$  и  $b$  и принимая во внимание, что лапласово давление  $\delta k^2 \xi$  зависит, главным образом, от  $k_1 = \pi/b$ , то:

$$f_1 \cong 0,4 \left( \frac{\delta}{\rho r_0^3} \right)^{\frac{1}{2}} \text{Pe}^{\frac{1}{2}} \cong (1,5-1) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1} \quad (34)$$

( $\text{Pe} \cong 2-4$ ).

Модель низкочастотного режима колебаний ванны расплава, когда жидкость в объеме ванны перемещается между поверхностями ванны и ПГК, представлена в [37,43]. Необходимо отметить, что этот режим стоит принимать во внимание, только если  $h < (2\pi\sqrt{3})r_0$  (или  $\text{Pe} > 0,2\text{Pq} \cong 2-4$ ), так как в противоположном случае будет развиваться режим “гофр” (28) при коллапсе ПГ. Наши оценки показывают:

а) Если  $\text{Pe} \ll 1$ , то

$$f_1 \cong \frac{1}{2\pi} \left( \frac{\sigma}{\rho r_0^3} \right)^{\frac{1}{2}} \text{Pe}^{\frac{1}{2}} \cong (3-5) \cdot 10^2 \text{ с}^{-1} \quad (35)$$

( $\text{Pe} \cong 10^{-1} - 3 \cdot 10^{-1}$ );

б) Если  $\text{Pe} \gg 1$ , то

$$\frac{1}{2\pi} \left( \frac{\sigma}{\rho r_0^3} \right)^{\frac{1}{2}} \text{Pe}^{\frac{1}{2}} \cong (0,7-0,5) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1} \quad (36)$$

( $\text{Pe} = 2-4$ ).

### 6. Классификация нестационарных гидродинамических явлений в ПГК и ванне расплава

Обобщая факты и оценки для всех вышеперечисленных явлений (рис. 4, 5), можно видеть, что:

а) если диапазон значений числа  $\text{Pe}$  находится в пределах  $(\text{Pe}^*)^{-1} < \text{Pe} < \text{Pe}^*$  ( $\text{Pe} \cong 2-2,5$ ), то возможен нестационарный периодический режим движущейся “ступеньки” в процессе ЛС (рис.4(1)) Частота повторения движения “ступеньки”:

$$f_{sh} \cong \text{Pe}^* \frac{V}{r_0} \cong 10^2 - 10^3 \text{ с}^{-1}.$$

См. также рис.5, кривая 1; (рис.5 иллюстрирует безразмерные частоты ( $\bar{f} = f r_0^2 / \chi$ ) нестационарных процессов в зависимости от числа  $\text{Pe}$ ).

б) Если диапазон значений числа  $\text{Pe}$  находится в пределах  $\text{Pe}^* < \text{Pe} < \text{Pe}_{\max}$  ( $\text{Pe}_{\max} \cong 3-4$ ), тогда возможен нестационарный периодический режим “выдавливания” расплава в процессе ЛС (см. рис. 4(2) и рис.5, кривая 2) при  $f_{sq} \cong \nu^2/c \cong 10^3 - 3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ .

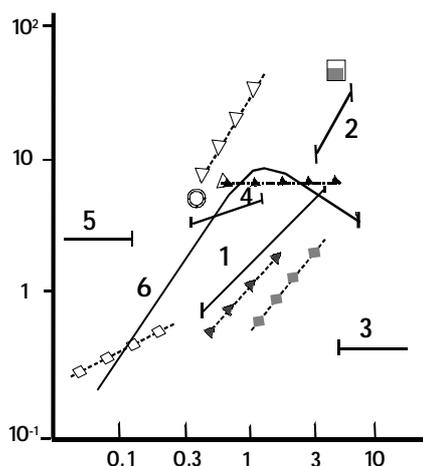


Рис.5. Частоты  $f=fr_0^2/c$  нестационарных явлений при лазерной сварке в функции числа Пекле  $Re=Vr_0/c$ . Модели: 1 – движущаяся “ступенька”; 2 – “передавливание” расплава; 3 – выплеск ванны расплава; 4 – “гофры” на передней стенке; 5 – коллапс ПГК; 6 – объемные колебания ванны расплава. Точки – эксперимент.

в) Если  $Re > Re_{max}$ , тогда возможен режим выплеска ванны расплава (рис.4(3) и рис.5, кривая 3) с частотой

$$f_{sh} \cong \frac{\chi}{3l_0^2} \cong 10^2 \text{ с}^{-1}.$$

г) Если  $Re < Re_{\sigma} < Re^*$  (при  $Re_{\sigma} \cong 1-2$ ), тогда возможен режим “гофр” передней стенки ПГК (рис.4(4) и рис.5, кривая 4) с частотой

$$f_g \cong \frac{0,6}{20} \left( \frac{\sigma}{\rho r_0} v \right)^{\frac{1}{2}} \cong 10^3 \text{ с}^{-1}.$$

д) Если  $Re < Re_{col} \sim 10^{-1}$ , тогда возможен режим “швейной машины” (рис.4(5) и рис.5, кривая 5) при  $f_{sm} \cong 10^3 \text{ с}^{-1}$ .

е) Если  $Re < Re_{max} \cong 3-4$ , тогда возможны различные режимы колебаний объема ванны расплава (рис.4(6) и рис.5, кривая 6). Наконец, рис.5 содержит экспериментальные точки, полученные различными авторами. Точки [12,13] были получены измерениями “ряби” застывшего расплава, в то время как точки [15,16] – путем покадровой *in vivo* визуализации поверхности ванны расплава. Точки [21, 4] были получены путем измерений с помощью микрофона флуктуаций давления в атмосфере на входе в ПГК. Единственное заключение, которое можно вывести на основе рис.5, это то, что качественные модели не противоречат экспериментальным наблюдениям.

Строгое сравнение результатов экспериментов с моделями могло бы стать возможным при проведении специальных измерений и численного моделирования.

## 7. Заключение

Настоящая работа ставит своей целью привлечение внимания к возможным новым моделям нестационарных и нелинейных гидродинамических явлений в процессах проникновения пучка мощного лазерного излучения в материалы, особенно в процессе лазерной сварки. Было показано, что физический механизм этих явлений зависит от скорости процесса (или числа Пекле), так как этот параметр определяет величину интенсивности лазерного излучения, падающего на стенки ПГК. Были обсуждены следующие возможные явления (“режимы неустойчивостей”): коллапс “гофр” в ПГК; “ступенька”, движущаяся по передней стенке ПГК; режим “выдавливания” расплава с передней стенки в процессе ЛС; режим выплеска расплава.

Из наиболее неясных на сегодня вопросов отметим:

- механизм поглощения излучения поверхностью ПГК при участии поверхностных электромагнитных волн;
- нелинейное взаимодействие различных режимов колебаний и неустойчивостей в ПГК и в ванне расплава;
- роль турбулентных затопленных струй в ванне расплава;
- пределы динамического равновесия ПГК и ванны расплава при изменении чисел Пекле ( $Re$ ) и Нуссельта ( $Pq$ ).

Кроме того, целесообразно продолжать и развивать аналитические исследования и численное моделирование нестационарных нелинейных гидродинамических явлений в процессах глубокого проникновения лазерного излучения в материалы. Необходимо осуществлять программы экспериментальных исследований в широком диапазоне параметров  $Re$  (от  $10^{-2}$  до 10),  $Pq$  ( $10-10^2$ ),  $f$  (от 1 до  $10^5 \text{ с}^{-1}$ ) и размеров гидродинамических неоднородностей (от  $10^{-4}$  до 1 см). В этих экспериментах должна использоваться адекватная современная диагностика, например, ССD камеры, датчики давления и акустические датчики, лазерные доплеровские методы, оптика и спектроскопия.

*Исследования, представленные в работе, были поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований (грант N 98-02-16558)*

**Литература**

1. Y.Arata, N.Abe, Y.Oda. Inst.Phys.Conf., Ser.N72 5<sup>th</sup> GCL Symp., Oxford, 20-24 August. 1984 pp. 61-66. © 1985 Adam Hilger.
2. Арутюнян Р.В., Баранов В.Ю., Большов Л.А., Малюта Д.Д., Себрант А.Ю., Воздействие лазерного излучения на материалы, М.: Наука, 376 с. 1989.
3. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В., Кокора А.Н., Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов, М.: Машиностроение, 1985.
4. Электронно-лучевая сварка, Под ред. Патона Б.Е. Наукова думка, Киев, 255 с. 1987.
5. A.K.Jain et al. J.Appl.Phys., Vol.52, No7. p.4882-4884. 1981.
6. J.E.Sipe. et al. Phys.Rev.B. Vol.27, No.2. p.1141-1154.
7. Jiff F.Young, J.E.Sipe, H.M.Van Driel, Optics Letters, Vol.8. p.431-433, 1983.
8. E.W.Kreutz, M.Krosche, G.Herziger, S.Wagner, Proc.SPIE I, Vol.650. p.202-210.(1986).
9. V.I.Ledenev, F.Kh.Mirzoev, V.A.Nikolo. Proc.SPIE, v.2257, p.10-13, 1994.
10. Мирзоев Ф.Х., Леденев В.И. Квантовая электроника, т.20, №12, с.1251, 1993.
11. Каюков С.В., Гусев А.А., Зайчиков Е.Г. и др. Квантовая электроника, 23, №11, с.1025-1028, 1996.
12. Грезев А.Н. Частное сообщение, 20.04.93.
13. Забелин А.М. Частное сообщение, 28.03.96.
14. G.Daurelio, G.Giorleo. Materials and Manufacturing Processes. 1991. Vol.6(4). p.577-603.
15. K.Williams, W.O.'Neil, W.M.Stee. Proc.SPIE. 1810, p.594-597 (1992).
16. S.Walker, L.Mazumder. Proc.SPIE, 1601, p.422-429 (1990).
17. Arata Y., Abe W., Oda, T. Proc.ICALEO'83. 1983. Vol.38.
18. Гаврилюк В.С., Иванов В.В., Измаилова Г.М., Известия Вузов, сер. Машиностроение, №1, с.118-121, 1988.
19. V.S.Golubev, Proc.SPIE, v.2713, p.219-230, 1995.
20. H.Tong, W.H.Giedt. Weld, Res. Suppl. June 1970, p.259-266.
21. W.Gatzweiler, D.Meischner, F.J.Feber et al., Proc.SPIE, 1132, p.157-165 (1989).
22. A. Gasser, G. Herziger, B. Hilgen et al. Proc.SPIE. Vol.801. p.178-184. (1987)
23. C.E. Schon, V.V Semak, T.D Mc Cay. Proc.SPIE. Vol.2500. p.41-50. (1994).
24. H.Gu, W.W. Duley. Proc.SPIE. Vol.2500. p.77-85 (1994).
25. E.Beyer, G.Herziger, A.Gasser et al. Proc.SPIE. Vol.801. p.178-184.
26. (1987).Васильченко Ж.В., Ажаронок В.В., Филатова И.И. и др. Квантовая электроника, 23, №9, с.831-834, 1996.
27. V.S.Golubev, A.F.Banishev, A.M.Zabelin, V.V.Ajaronok. Proc.SPIE, v.2207, p.248, 1994.
28. Левченко Е.Б., Черняков А.Л. ЖЭТФ, 81, №1(7), с.202-208, 1981.
29. Измаилова Г.М., Гаврилюк В.С., Григорьянц А.Г. Сварочное производство, №2, с.29-31, 1988.
30. Веденов А.А., Гладуш Г.Г., Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 207 с., 1985.
31. Самохин А.А., Квантовая электроника, т.10, №10, с.2022-2026, 1983.
32. Мирзоев Ф.Х., Квантовая электроника, 24 (2), с.138-140, 1994.
33. Карлов Н.В., Кириченко Н.А., Лукьянчук Б.С. Лазерная термехимия, М.: Наука, 1992.
34. G. Taylor, Proc.Roy.Soc. 202, p 192-196 (1949).
35. M.Allmen Von. Laser Beam Interactions with Materials. Springer-Verlag 1987.
36. M.Postacioglu, Ph. Kapadia, J.Dowden. J.Phys.D: Appl.Phys. 22, 1989, p.1050-1061.
37. V.V. Semak, J.A. Hopkins, M.H. Mc Cay, T.D. Mc Cay. J.Phys.D: Appl.Phys. 28 (1995), 2443-2450.
38. Ахманов С.А., Емельянов В.П., Коротеев Н.И., Семиногов В.Н. Успехи физ. наук, 147, №4, с.675-745, 1985.
39. Коваленко В.С., Романенко В.В., Олещук Л.М., Безотходные процессы лазерной резки, "Техника", Киев, 1987.
40. P.G.Klemens, J.Appl. Phys. 1976, 47 №5, p.2165-2174.
41. Y.Arata, W.Abe, T.Oda. Proc.ICALEO'83, 38 (1983).
42. Галич Н.Б., Петрущенко В.А., Письма в ЖТФ, 21, №20, с.88-94, 1995.
43. T.Klein, M.Vicanek, L.Kroos et al. J.Phys.D: Appl. Phys. 27 (1994), p.2023-2030.
44. E.V.Locke, R.A.Hella. IEEE J.Quant.El., 1974. QE-10, 179.
45. Справочник по физическим постоянным. Ред. Григорьев Н.С., Мелихов Е.З., М.: Энергоатомиздат, 1991.
46. V.V.Bashenko, S.G.Gornii, V.A.Lopota. Physical and technological mechanism of laser welding. Proc.LAMP'87, 1987.
47. T.Klein, M.Vicanek, G.Simon. J.Phys.D: Appl.Phys. 29 (1996), 322-332.
48. В.С.Голубев. Анализ моделей динамики глубокого проплавления материалов лазерным излучением. Препринт ИПЛИТ РАН, №83, Шатура, 1999.

## Часть 2. О механизмах удаления расплава при газолазерной резке материалов\*

В.С.Голубев

---

Представлен обзор и качественный анализ физических механизмов удаления расплава в процессе лазерной резки материалов излучением непрерывного лазера. Рассматриваются и уточняются известные и опубликованные в литературе механизмы: вытеснения расплава градиентом давления в струе вспомогательного газа; увлечение расплава силой трения со стороны этой струи; образовании движущихся полочек по фронту реза, срыв капель расплава за счет градиента давления газа. Одновременно выносятся на обсуждение механизмы, ранее не принимавшиеся во внимание: генерация на поверхности расплава гидродинамических неустойчивостей, соответствующая раскочка волн малой длины ( $\sim 10^{-3}$ – $10^{-2}$  см) и последующий отрыв капель с их вершин. Эти процессы существенно увеличивают скорость съема материала, что приводит к улучшению энергетической эффективности процесса резки, но, в то же время, вызывают появление дополнительных по сравнению с ранее обсуждавшимися механизмами образования бороздок и гребней на поверхности реза. Учет совокупности гидродинамических явлений при лазерной резке позволяет предложить качественное объяснение экспериментально наблюдаемой зависимости энергетической эффективности и высот шероховатостей от скорости резки: максимум эффективности и минимум шероховатости имеет место при значениях числа Пекле порядка нескольких единиц. Отсюда следуют практические рекомендации по оптимальному выбору мощности лазера, скорости реза и давления вспомогательного газа, в зависимости от рода и толщины материала. В то же время могут быть предложены рекомендации по выбору пространственного профиля интенсивности лазерного излучения, а также геометрических и газодинамических параметров потока вспомогательного газа

---

Целью настоящего исследования является анализ литературных данных и создание собственных качественных физических соображений о возможных гидродинамических механизмах удаления расплава при газолазерной резке (ЛР) с использованием непрерывного лазерного излучения. Рассматриваемая проблема продолжает оставаться актуальной, так как, по единодушному мнению экспертов [1] в области лазерной резки, физика процессов удаления расплава сложна и ещё не понята окончательно; её полное описание требует синтеза аналитических и численных моделей, учитывающих законы гидродинамики, газодинамики, теплофизики, оптики, физики твердого тела. В то же время, для однозначного суждения об адекватности этих моделей

нужны специально поставленные экспериментальные исследования с применением современных физических диагностик. Понимание механизмов удаления расплава при ЛР имеет, кроме фундаментального, также прикладное значение с точки зрения энергетической эффективности и технологического качества этого процесса.

Основная часть известных из литературы моделей [1-6] механизмов лазерной резки рассматривает удаление слоя расплава, стабильно перемещающегося под действием тангенциального потока вспомогательного (режущего) газа (рис. 1). Ряд моделей [3,5] исследует неустойчивости слоя расплава, вызываемые либо турбулентными пульсациями [7] в газовой струе, либо внутренними гидродинамическими механизмами, присущими пленочному течению, подобными классической неустойчивости пограничного слоя [8], приводящей к турбулизации потока [4, 9]. В некоторых работах [10] рассматривается

---

\* Полное изложение материала под тем же названием, что и у представляемой работе, дано в Е-принте ИПЛИТ РАН, №3, 2004.

процесс удаления расплава, который осуществляется исключительно за счет перепада давления вдоль фронта реза, в потоке режущего газа. В большинстве работ [3,5] рассматривается процесс удаления расплава путем выноса расплавленного материала вниз по резу всецело за счет увлечения расплава потоком газа посредством вязкого трения. В некоторых работах [4,9] учитываются оба фактора (перепад давления и сила трения). Результаты, полученные в работе [4], показывают, что оба фактора играют практически одну и ту же роль в реальном диапазоне параметров слоя расплава (толщина, скорость, температура поверхности). В работе [4] указывается, что в случае расплава, приводимого в движение перепадом давления (при высоких скоростях резки), слой расплава гидродинамически неустойчив. Все модели (например, [10]), исследующие процесс лазерной резки со стационарным выносом расплава по линии реза, отмечают, что имеется максимальная скорость резки  $v_c = v_{cmax}$ , которая соответствует точке кипения расплава  $T_B$  (в случае железа  $v_c \approx 10-30$  см/с). При  $v_c > v_{cmax}$  расплав выносится за счет давления отдачи пара, что нецелесообразно энергетически.

Проблема устойчивого течения пленки расплава вдоль фронта резки требует дополнительного обсуждения. Заметим, что режим такого течения меняется, по мере перемещения частиц жидкости вниз по фронту реза (рис.1). Должно существовать определенное критическое расстояние  $h^*$ , при котором для  $z \leq h^*$  поле скоростей потока расплава не имеет пограничных слоев (модели [4,9]). Эти модели рассматривают движущие силы градиента давления и сдвигового напряжения между струей газа и поверхностью расплава в сравнении с силами сопротивления инерции и вязкости. Предполагается, что поток расплава увлекается силой трения со стороны потока газа (сдвиговым напряжением) и не имеет развивающихся пограничных слоев на границах “расплав-газ” ( $\delta_g$ ) и “расплав-подложка” ( $\delta_s$ ):  $\delta_d \approx \delta_f \approx (vz/u)^{1/2}$  (где  $v$  – кинематическая вязкость расплава,  $u$  – скорость потока расплава). Однако, как показывается в §2.2, это предположение обосновано лишь при  $z < h^* = v v_c^3 \tau_f / \rho$ , где  $\tau_f$  – сдвиговое напряжение,  $\rho$  – плотность расплава.

Мы полагаем, что  $\tau_f$  определяется турбулентным трением потока газа в соответствии с [8]:  $\tau_f = 3 \cdot 10^{-3} \rho_g v_g^2$ , где  $\rho_g$  и  $v_g$  – плотность газа и его тангенциальная скорость (рис.1). При  $z > h^*$  слой расплава должен состоять из трех подслоев (рис.1): между двумя пограничными слоями  $\delta_f$  и  $\delta_s$  развивается слой основного потока  $\delta_p$ , так как скорость  $v_3$  поступления расплава из субстрата превосходит

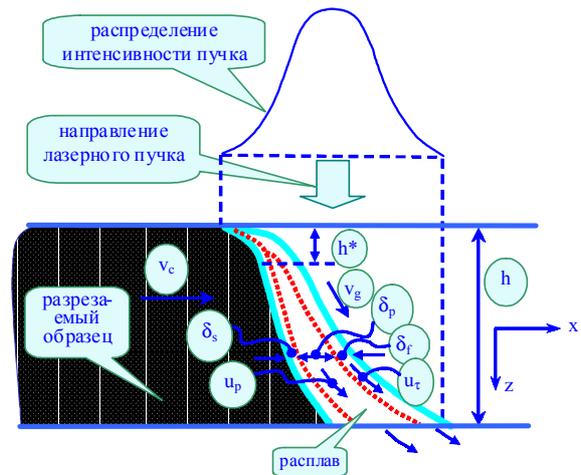


Рис.1. Стационарные процессы удаления расплава при лазерной резке (ЛР).  $v_c$  – скорость ЛР;  $v_g$  – скорость потока режущего газа;  $\delta_f, u_f$  – толщина и скорость вязкого погранслоного течения расплава на границе с потоком газа;  $\delta_p, u_p$  – толщина и скорость течения слоя расплава, движимого градиентом давления газа;  $\delta_s$  – толщина пограничного слоя течения расплава на границе с субстратом фронта резки;  $h^*$  – толщина образца, в пределах которого может реализоваться режим вязкого течения расплава без погранслоев;  $h$  – полная толщина образца.

скорости  $v/\delta_s$  и  $v/\delta_g$  вязкой диффузии. Скорость расплава  $u_f$  в пограничном слое  $\delta_s$  превышает скорость  $u_p = (\Delta p / \rho)^{1/2} (z/h)^{1/2}$  основного потока расплава вследствие ускорения расплава за счет напряжения сдвига при трении между струей газа и поверхностью расплава. Это превышение скоростей составляет  $\Delta u = u_f - u_p = (\tau_f / \rho)^{2/3} (h/v)^{1/3} \approx 10^3$  см/с (при  $u_p < u_f$ ). Быстрое течение жидкой пленки на подложке (при  $z > h^*$ ) должно быть нестабильным (§2.3, 2.4): его неустойчивость проявляется в росте поверхностных волн и последующем отрыве капель расплава. Впрочем, поток слоя расплава при  $z \leq h^*$  тоже может быть неустойчивым. Анализ, проведенный в работах [4,9], указывает на возможность гидродинамической неустойчивости потока пленки расплава, которая подобна неустойчивости классического пограничного слоя, приводящей к его последующей турбулизации. Тем не менее, частоты этой неустойчивости, определенные в ходе анализа [4], слишком высоки ( $\sim 10^4$  с<sup>-1</sup>) в сравнении с данными эксперимента. Вместе с тем, можно предположить возникновение неустойчивостей с более низкими частотами и большими амплитудами на нелинейной стадии. Например, это можно связать с вынужденными колебаниями слоя расплава, генерируемыми пульсациями потока газа [3,5]; с “движущейся полкой” (или “горбом”) фронта реза [11]; с неустойчивостью

профиля фронта реза [12], вызываемой наклонным к этому фронту направлением лазерного пучка; с неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца (или “ветровой”) [13] и неустойчивостью течения погранслоя на поверхности расплава, создаваемого силой трения со стороны тангенциального потока газа (§2.4).

Практически при любых условиях процесс лазерной резки сопровождается формированием шероховатости поверхности, или “канавок” и “гребней”, на кромках (“щеках”) реза (рис.2 и рис.4). Можно наблюдать бороздки различной амплитуды и с разным расстоянием между гребнями в зависимости от используемых параметров резки. Измеренная амплитуда шероховатости поверхности минимальна (рис.3) при некотором промежуточном значении скорости резки [6,14]. Примечательно, что этот минимум коррелирует с минимумом экспериментально измеренной в работе [15] зависимости прироста температуры образца от скорости резки (при условии неизменной длины реза) (рис.3).

В некоторых экспериментальных исследованиях лазерной резки параметры процесса регистрировались в реальном масштабе времени. В работе [5] оптическая регистрация температуры фронта реза выявила периодические флуктуации при частотах от

40 до 400 Гц, которые совпадали с частотой бороздок. Выполненные в работе [16] скоростной видеосъемкой снимки свечения фронта реза обнаружили яркое пятно, периодически перемещающееся вдоль фронта сверху вниз с частотой повторения от 20 до 200 с<sup>-1</sup> (рис.4) со скоростью 0,2-2 м/с.

Объяснение механизмов шероховатости (бороздок) можно дать с учетом неустойчивостей течения расплава на фронте лазерной резки. Однако общепринятой модели такого механизма пока не существует.

Одна из ранних моделей была разработана проф. Шуокером [3]. В ней рассмотрены вынужденные колебания слоя расплава, поддерживаемые пульсациями давления и скорости потока режущего газа. Частотный спектр этих пульсаций находится в диапазоне от нуля до нескольких килогерц, и существуют частоты, резонансные частотам свободных колебаний слоя расплава. Здесь уместно процитировать эмоциональные высказывания проф. Ла Рокка [7]: “Нестационарности в потоке газа могут вызвать пульсации параметров потока расплава ... В действительности очень возможно, что в целом картина течения расплава...непостоянна во времени на частотах порядка нескольких килогерц ...”.

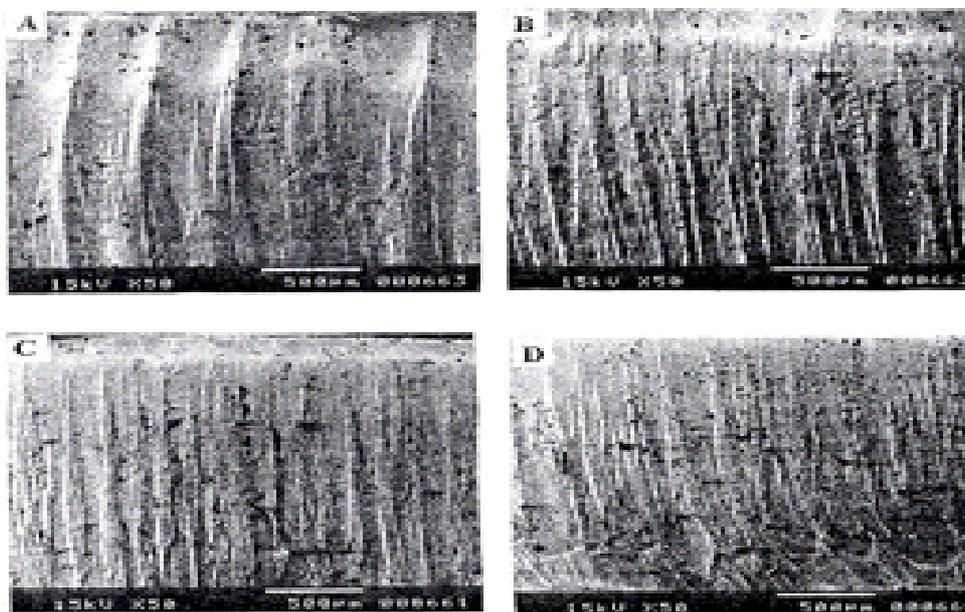


FIG. 11. Typical cut surface morphologies at different cutting speeds for laser cutting of mild steel at 1600 W: (A) 1300 mm/min, (B) 1900 mm/min, (C) 2500 mm/min, and (D) 3700 mm/min.

Рис.2. Типичный вид боковой поверхности реза при разных скоростях резки мягкой стали: а — 1,3 м/мин; б — 1,9 м/мин; в — 2,5 м/мин; г — 3,7 м/мин. Мощность лазерного излучения 1,6 кВт. Данные [14].

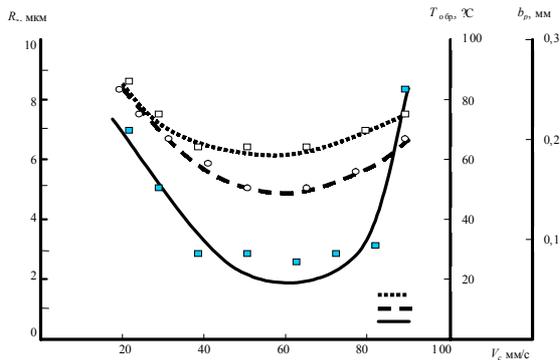


Рис.3. Зависимость величины шероховатости  $R_a$  поверхности реза (1), ширины реза  $b_p$  (2) и температуры образца  $T_{обр}$  (3) от скорости резки  $V_c$

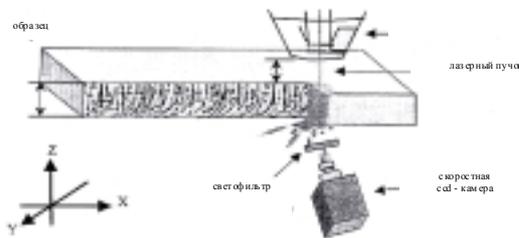


Рис.4. Эксперимент [16] по наблюдению яркого пятна, периодически движущегося вдоль фронта реза сверху вниз.

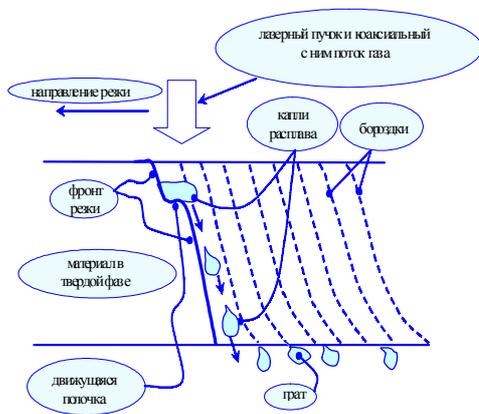


Рис.5. Схема механизма ЛР при образовании "полочки", движущейся вдоль фронта реза [11].

Согласно моделям, рассматриваемым в работах [3,5], предполагается, что поток приводится в движение касательным напряжением от струи режущего газа. Эти модели строятся на нестационарных двухмерных уравнениях баланса массы, импульса и тепла. Этот анализ позволил получить хорошее согласие аналитического выражения для

глубины бороздок с результатами экспериментальных измерений [5,17]. Правда, для этого значения некоторые параметры модели [5] (в частности, длина волны бороздок) были взяты из эксперимента. Диапазон скоростей резки  $v_c$  для модели и эксперимента [5] соответствует малым значениям числа Пекле  $Pe < 1$  ( $Pe = v_c b / \chi$ ).

Совершенно иная концепция механизма неустойчивости процесса лазерной резки, приводящей к образованию бороздок, предложена в работе [12]. Основной причиной этой неустойчивости является такая особенность температурного поля, создаваемого медленно (т.е. при  $v_c < \chi/b$ ) перемещающимся источником тепла, что это поле в первом приближении соответствует полю неподвижного источника. В этом случае сканирующий лазерный пучок (рис.5) постоянно перекрывает и нагревает верхнюю поверхность образца, и часть этой поверхности, примыкающая к фронту реза, начинает разрушаться (плавиться, испаряться, крошиться и т.д.) раньше, чем поверхность фронта реза (§3.1). Если материал нагреваемой зоны после плавления удаляется за счет продольного перепада давления в струе режущего газа, то диаметр  $d$  отделяющейся капли определяется динамическим давлением  $p_d$  потока газа, размером поля течения ( $\sim b$ ), на котором изменяется давление газа, и поверхностным натяжением  $\sigma$  расплава [12]:  $d \approx (\sigma b / p_d)^{1/2} \approx 10^{-3} - 10^{-2}$  см.

Экспериментальные измерения [18] размеров затвердевших капель расплава дают качественное подтверждение этой зависимости  $d$  от  $p_d$ , а также порядка величины  $d$ . После выноса первой капли с вершины фронта расплава передняя часть сечения сканирующего лазерного пучка, соответствующая размеру освещенной области подложки под удаленной каплей, начинает проталкивать материал вниз по фронту реза в форме движущейся "полки". Этот процесс подобен лазерному пробое отверстий [19,20] в условиях, когда при этом образуется расплав. Наши оценки (§3.2) показывают, что величины динамического давления режущей струи недостаточны для удаления расплава с "полки"; как следствие, температура поверхности расплава на "полке" превышает точку кипения. Давление пара ( $p \approx 1-10$  атм.) определяется интенсивностью лазерного пучка  $q$  ( $\sim 10^6 - 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>); скорость  $v_z$  перемещения "полки" вниз зависит от  $q$  в соответствии с работами [19,20] и составляет по порядку величины  $10^2 - 10^3$  см/с. Процесс выноса расплава происходит в режиме периодического выброса капель в поток газа под действием давления паров расплава на поверхность "полки". Диаметр капель определяется давлением пара и поверхностным натяжением расплава и

составляет примерно  $10^{-3}$  см. Тепловой поток от расплава под “полкой” плавит материал и приводит к образованию бороздок. Контраст между глубиной этих бороздок и высотой пиков, разделяющих канавки, определяет шероховатость реза. Этот контраст и, соответственно, величина шероховатости, уменьшается с возрастанием скорости резки  $v_c$ , так как временная частота повторения появления “полки” увеличивается пропорционально  $v_c$ .

Такая зависимость высоты шероховатости от  $v_c$  качественно соответствует данным экспериментальных наблюдений [2,4,6,14,17] для малых скоростей резки ( $v_c < \chi/b$ ) (см. также рис.3). Длина волны шероховатости, в соответствии с моделью движущейся “полки”, зависит от шага фронта реза, т.е. от ширины “полки”, которая примерно равна диаметру верхней капли. Так как размер верхней капли не зависит от скорости резки  $v_c$ , длина волны между бороздками также не зависит от неё.

Вполне возможно, что экспериментальные измерения, проведенные в работах [5] и [16] подтверждают модель движущейся “полки”.

В работе [12] рассматривается иная концепция возникновения неустойчивости профиля фронта реза в случае высоких ( $v_c \gg \chi/b$ ) скоростей резки, (т.е. при  $Re \gg 1$ , когда толщина фронта реза  $\chi/v_c$  мала по сравнению с шириной реза  $b$ ). Профиль фронта реза имеет тенденцию к деформации одной или несколькими волнами, движущимися вдоль него в направлении к низу (рис.6). Физическими причинами этой неустойчивости являются наклонное падение лазерного пучка на поверхность фронта реза и уменьшающаяся интенсивность пучка вдоль направления изначально устойчивой поверхности фронта реза (§3.3). Такая ситуация существует в нижней половине фронта реза ( $z > h/2$ ). Инкремент  $\gamma$  этой неустойчивости составляет  $\gamma = \partial(q/E_m)/\partial z \approx v_c/r_0 \approx 10^2-10^3 \text{ с}^{-1}$ , где  $r_0$  — гауссов радиус сфокусированного лазерного пучка (грубо:  $r_0 \approx b/2$ ). Фазовая скорость движущихся волн, или “солитонов”, составляет величину  $\sim (q/E_m) \approx 10^2-10^3 \text{ см/с}$ , частота повторения (возобновления) неустойчивости равна ( $v_c/r_0 \approx 10^2-10^3 \text{ с}^{-1}$ ), и длина волны бороздок, создаваемых этой неустойчивостью на краю реза, не зависит от скорости реза и составляет величину порядка  $r_0$ , т.е.  $\sim 10^{-2}$  см.

Быстро текущий по поверхности фронта реза расплав будет стремиться вылететь в виде капель, отрывающихся в струю газа за счет центробежной силы, возникающей вследствие кривизны деформированного в виде периодических волн фронта реза. Размер капель  $d \approx 10^{-3}-10^{-2}$  см зависит от скорости

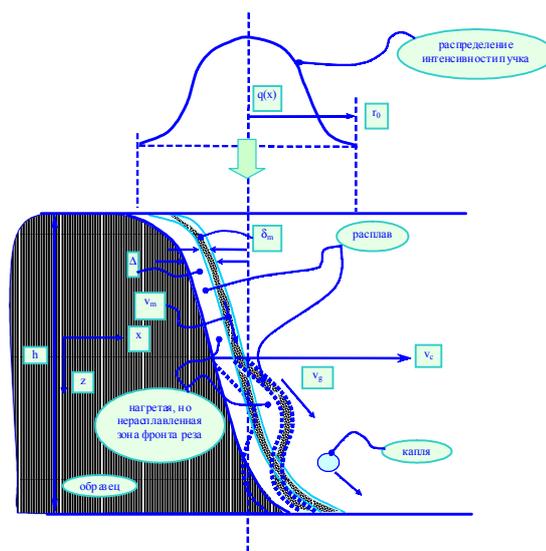


Рис. 6. Неустойчивость фронта реза при  $Re \gg 1$  [12].  $v_c$  — скорость резки;  $v_m$  — скорость течения расплава;  $\delta_m$  — толщина слоя расплава;  $\Delta$  — толщина теплового поля фронта реза;  $v_g$  — скорость газа;  $q(x)$  — интенсивность лазерного пучка;  $r_0$  — гауссов радиус пучка;  $h$  — толщина разрезаемого образца

потока расплава ( $10^2-10^3 \text{ см/с}$ ), толщины слоя расплава на фронте реза ( $\sim 10^{-3}-10^{-2}$  см) и величины поверхностного натяжения ( $\sigma \approx 1,5 \cdot 10^3 \text{ дин/см}$ ).

Вынос расплава в виде отрывающихся капель позволяет реализовать процесс лазерной резки при меньшей толщине и более низких температурах слоя расплава, чем в случае постоянного удаления расплава вниз через щель реза (рис.1). Причина состоит в том, что длина пути расплава вдоль фронта до его выноса (т.е. половина длины волны) в неустойчивом режиме лазерной резки короче, чем в устойчивом режиме. Эта особенность позволяет, на наш взгляд, достичь повышенных значений  $v_c$  без испарения расплава.

Мы выдвигаем (§2.4) также гипотезу еще об одном виде неустойчивости процесса лазерной резки — неустойчивости пленочного пограничного течения на поверхности расплава (рис.7). Насколько нам известно, это явление еще не упоминалось в литературе. На поверхности слоя расплава силой сдвигового напряжения со стороны струи режущего газа приводится в движение тонкая пограничная пленка толщиной  $\delta_f$ . Физической причиной появления неустойчивости является преобладание центробежной силы течения в пленке (т.е. в приповерхностном погранслое) над силой поверхностного натяжения. Центробежная сила возникает вследствие случайных волновых деформаций поверхности потока пленки, в то время как поверхностное натяжение вызывает силу

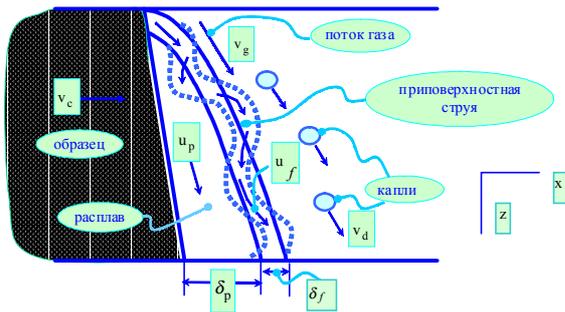


Рис.7. Неустойчивость приповерхностной струи (пленочного течения) на слое расплава.  $v_c$  — скорость ЛР;  $v_g$  — скорость газа;  $u_p$  — скорость течения в основном объеме слоя расплава;  $u_f$  — скорость течения расплава в приповерхностной струе;  $\delta_p$  — толщина основного объема слоя расплава;  $\delta_f$  — толщина приповерхностной струи;  $v_d$  — скорость капель

лапласова давления, которая противостоит росту деформаций. Толщина пленки  $\delta_f$  меньше толщины  $\delta_p$  слоя расплава на подложке, если скорость накопления расплава в слое превышает скорость выноса расплава вдоль фронта реза. Такая ситуация может существовать, если градиент давления вдоль фронта реза уменьшается и даже меняет свой знак в нижней части фронта вследствие неудовлетворительного распределения давления в струе режущего газа [12,21]. Подобная ситуация не может возникнуть в той части фронта, где происходит основное падение давления и где поле скоростей потока расплава не имеет тонких быстро перемещающихся пленок на поверхности. Проведенный нами в §2.4 анализ этого вида неустойчивости показывает, что она может возникнуть, если скорость резки превосходит определенную критическую величину, которая зависит от значений поверхностного натяжения и вязкости расплава. Этот процесс вызывает отрыв капель, т.е. быстрый вынос расплава, последующее быстрое уменьшение толщины слоя  $\delta_p$ , последующее прекращение развития неустойчивости пленки, и затем — возобновление роста значения  $\delta_p$  вследствие плавления подложки со скоростью, равной скорости резки  $v_c$ . Соответствующий период бороздок на краю кромок реза, порядка  $10^{-3}$ - $10^{-2}$  см (при  $p_g \cong 1$ -10 атм. и  $v_c \cong 3$ -10 см/с).

В работе [13] (см. §2.5) был проведен анализ также “ветровой” (или Кельвина-Гельмгольца) неустойчивости поверхности жидкости (рис.8). Физическую причину этой неустойчивости объясняет закон Бернулли, справедливый для потока невязкой жидкости; в соответствии с этим законом, локальное статическое давление уменьшается с локальным увеличением скорости потока. “Ветровая” неустойчивость на границе расплав-струя газа может

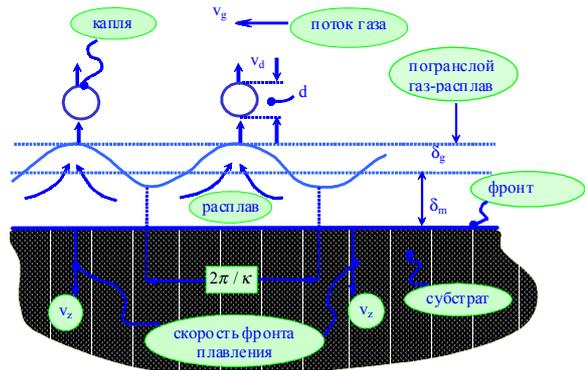


Рис.8. Удаление расплава с фронта реза (изображен горизонтально) за счет генерации капель в результате развития неустойчивости Кельвина-Гельмгольца (“ветровой”) [13].  $v_g$  — скорость газа;  $v_d$  — скорость капель;  $d$  — диаметр капель;  $\delta_m$  — толщина слоя расплава;  $\delta_g$  — толщина газовой погранслоя;  $k$  — волновое число неустойчивости Кельвина-Геймгольца.

вызывать отрыв капель расплава и, следовательно, интенсифицировать процесс выноса расплава. Тем не менее, наши оценки показали, что возможные длины волн неустойчивости лежат в сантиметровом диапазоне. Важный для лазерной резки вынос расплава путем отрыва капель с малыми длинами волн ( $10^{-3}$ - $10^{-1}$  см) маловероятен, т.к. флуктуации давления газа, вызывающие рост неустойчивости, “шунтируются” вдоль пограничного слоя в потоке газа, который примыкает к поверхности расплава. При использовании подхода, описанного в работе [8], расчетная толщина этого слоя порядка  $10^{-3}$ - $10^{-2}$  см. Проблема неустойчивости Кельвина-Гельмгольца должна быть теоретически исследована с учетом “эффекта шунтирования” пограничного слоя в потоке газа. Вместе с тем, рассматриваемая неустойчивость (а также неустойчивость плоской приповерхностной струи, §2.4) могут инициировать появление периодически движущихся жидких горбов на слое расплава (§3.4), которые отрываются в виде капель в поток газа. Этот механизм может явиться основой для интерпретации появления продольных полос на боковых поверхностях реза, наблюдавшихся в работе [23].

Итак, во всем диапазоне скоростей резки, для  $Re < 1$  и  $Re > 1$ , существуют возможные механизмы отрыва капель расплава в режущий газ поперек или наклонно к поверхности фронта реза. Это явление должно иметь место вдоль почти всей длины фронта, в направлении сверху вниз. Характер неустойчивости и механизм отрыва капель меняются сверху вниз, так же как и параметры потока газа, и интенсивность лазерного пучка. Эти факторы влияют на длину волн шерохо-

ватостей реза, высоту их “хребтов” или глубину бороздок. Так как динамическое давление потока режущего газа (что важно для механизма лазерной резки при  $Re > 1$ ) или давление паров расплава (что важно для механизма движущейся “полки” при  $Re < 1$ ) всегда уменьшаются в более низких зонах фронта реза, амплитуда бороздок увеличивается в направлении к низу фронта реза. В §3.2 предложено качественное объяснение уменьшения высоты шероховатости в зависимости от  $v_c$  (рис.3) при  $Re < 1$  в рамках механизма движущейся “полки”.

Возрастание высоты шероховатости с увеличением скорости резки при  $Re > 1$  (рис.3) можно объяснить прилипанием капель расплава к краю реза. Подобное объяснение гипотетически дано в работе [14] без конкретизации механизма выноса расплава путем отрыва капель. Работа [15] дает такое же объяснение явлению усиления нагрева разрезаемого образца с возрастанием скорости резки. В §3.5 качественно рассмотрена задача об адгезии и затвердевания капель на боковых стенках реза. Значение поперечной направлению резки компоненты скорости капель должно быть того же порядка, что и ее модуль, вследствие полукруглой формы фронта реза в плоскости сечения, перпендикулярной направлению лазерного пучка. Следовательно, пространственные интервалы между последующими “струями” капель, бомбардирующими стенки реза, должны быть равными произведению скорости резки и временного периода неустойчивости расплава, ответственной за выброс капель. Температура стенки реза понижается с увеличением скорости резки. Капля, прилипшая к твердой стенке, передает свое избыточное тепло стенке и одновременно “размазывается” силами инерции и струей газа. Мы произвели оценку скорости передачи тепла каплей и перемещения жидкого расплава после прилипания капли. Было найдено, что толщина “расплющенного” и затвердевшего расплава после прилипания капли возрастает с ростом  $Re$  и имеет величину порядка  $10^{-3}$ - $10^{-2}$ см. Эта оценка находится в качественном соответствии с экспериментально наблюдаемым [6,14,15] возрастанием шероховатости стенки реза со скоростью резки при  $Re > 1$ .

Итак, гидродинамические процессы выноса расплава при лазерной резке носят нестационарный и осциллирующий характер. Механизм выноса расплава по мере увеличения  $v_c$  (или  $Re$ ) изменяется от режима “движущейся полки” к режиму неустойчивого фронта реза и неустойчивого потока поверхности расплава. Все эти режимы сопровождаются выбросом капель расплава в поток газа. Эти явления увеличивают скорость выноса расплава и

энергетическую эффективность процесса лазерной резки, но одновременно приводят к возрастанию шероховатости стенок реза. Оптимальные скорости процесса лазерной резки соответствуют числу Пекле ( $Pe$ ) порядка нескольких единиц.

## Литература

1. LIA Handbook of Laser Materials Processing 20, J.F. Ready, D.F. Farson, Ed., Laser Institute of America, 2001.
2. E. Abdulhadi, J.M. Pelletier, M. Lambertin, Lasers in Engineering 7, p.39-55, 1998.
3. D. Schuocker “Ind. Las. Handbook”, Ed. D. Belforte & M.Levitt, Penwell, Tulsa, OK, p.65-79, 1987.
4. M. Vicaneck, G. Simon, H.M. Urbassek, I. Decker, J.Phys.D: Appl.Phys., 20, p.140-145, 1987.
5. P. Sforza, V. Santecesaria. Proc.SPIE, 2207, p.836-847, 1994.
6. А.Г. Григорьянц, А.А. Соколов. Лазерная резка металлов. М., Высшая школа, 127 с., (1988).
7. Aldo V.La Rocca, Proc.SPIE 2097, p.100-111, 1993.
8. H. Schlichting, Grenzschicht-Theorie, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1967.
9. Ming-Jye Tsai, Cheng-I.Weng, J.Phys.D: Appl.Phys. 26, p.719-727, 1993.
10. Flemming O. Olsen, Proc.SPIE 2207, p.402-413, 1994.
11. В.С. Коваленко, В.В. Романенко, Л.М. Олешук. Безотходные процессы лазерной резки. Киев, Техніка, 1987.
12. Н.К. Макашов, Е.С. Асмолов, В.В. Блинков, Квантовая электроника, 19, №9, с.910-915, 1992.
13. R.L. Johnson, J.D. O’Keefe, AIAA Journal 12, No.8, p.1108-1109, 1974.
14. S.M. Shariff, G. Sundararajan, S.V. Joshi, Journal of Laser Applications 11, No.2, p.54-63, Apr. 1999.
15. I.O. Bazyleva, M.G. Galushkin, V.S. Golubev, E.A. Dubrovina, V.A. Karasev, Proc.SPIE 4644, p.77-86, 2001.
16. Takashi Fushimi, Hideyuki Horisawa, Shigeru Yamaguchi et al., Proc. SPIE, 2888, p.90-95, 2000.
17. I. Decker, J. Ruge, U. Atzert. Proc.SPIE 455, p.81-87, 1984.
18. V.A. Karasev, V.I. Ledenev, V.P. Yakunin. Proc.SPIE 3688, p.163-168, 1999.
19. А.А. Веденов, Г.Г. Глудуш. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М., Энергоатомиздат, 1985.
20. Von M. Allmen. Laser Beam Interactions with Materials, Berlin, Springer-Verlag, 1987.
21. D. Leidinger, A. Penz, D. Schuocker, et al., Proc. SPIE 2207, p.469-479, 1994.
22. В.С.Голубев. Анализ моделей динамики глубокого проплавления материалов лазерным излучением. Препринт №83. ИПЛИТ РАН, Шатура, 1999.
23. В.А.Карасев. ИПЛИТ РАН. Частное сообщение, 2001.
24. V.S.Golubev. Proc.SPIE 5121, p. 1-15, 2002.
25. V.S.Golubev. Problems of Hydrodynamics in the Processes of Laser Welding and Cutting. Proc. Int. Conf. “LTWMP”,

- р.24-31, May 19-23, 2003, Katsively, Crmea, Ukraine. Ed. B.E.Paton and V.S.Kovalenko. Publ. E.O.Paton Electric Welding Institute, NASU, Kiev 2003.
26. В.Д.Дубров. ИПЛИТ РАН. Частное сообщение, 2000.
27. В.П.Якунин. ИПЛИТ РАН. Частное сообщение, 2001.
28. V.G.Niziev, A.V.Nesterov. Proc.SPIE 3688, p.169-178, 1999.
29. W.Steen. Laser Material Processing. Springer Verlag, 1991.
30. Л.Д.Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. Гидродинамика. Т. VI. М., Физматлит, 2001, 736 с.

## Часть 3. Канализованное проникновение излучения CO<sub>2</sub>-лазера в воду

В.С.Голубев

---

Выполнены экспериментальные исследования и проделаны качественные теоретические модельные оценки процесса проникновения сфокусированного пучка непрерывного CO<sub>2</sub>-лазера киловаттного уровня мощности (от 0,3 до 3,5 кВт) в водную среду. Исследованы: энергетический порог возникновения, фаза роста лазерного канала на временах 10<sup>-3</sup>-10<sup>-1</sup> с и фаза поддержания канала на квазистационарных временах порядка нескольких секунд. Сделан вывод, что параметры обеих фаз (скорость роста, глубина, диаметр канала) определяются в основном интенсивностью турбулентного конвективного теплообмена между стенками канала и окружающей жидкостью. Определенную роль играют также затраты энергии лазерного пучка на испарение жидкости. Механизмы конвекции вызываются тремя разными причинами: ускорением жидкости в моменты продвижения дна канала под действием силы реакции отдачи паров, эффектом всплывания нагретой жидкости, термокапиллярной силой. Для адекватного объяснения результатов по измерению геометрических параметров канала привлекается гипотеза об испарении в поле лазерного излучения микрокапель, отрывающихся от жидких стенок канала в результате развития капиллярно-испарительной неустойчивости. Предполагается, что балансы энергии и импульсов жидких стенок канала состоят в передаче стенкам энтальпии конденсации и импульса скоростного напора радиального потока пара, идущего из приосевых зон полости канала на стенки и конденсирующихся на них. Отмечается, что лазерный канал в жидкости представляет собой квазистационарный объект с флюктуирующими глубиной и формой на частотах ~1-10<sup>2</sup> с<sup>-1</sup>. Рассматриваются такие нестационарные явления как капиллярный и гидростатический коллапс, капиллярно-испарительная неустойчивость и акустическая эмиссия

---

### Общее резюме

Изучение глубоких каналов, образуемых при проникновении сфокусированных пучков лазерного излучения в жидкие среды, важно не только для фундаментальной физики [22] но и в силу интереса к этой проблеме в ряде практических применений лазеров: при лазерной обработке материалов [19], в хирургических операциях [5]. Экспериментальные

наблюдения каналов в жидкости (в основном – в воде), образуемого при проникновении сфокусированного пучка CO<sub>2</sub>-лазера мощностью от 50 Вт до 5 кВт проводилось в работах [1,2,5,14,15,20,21]. Показано, что глубина  $h$  канала в воде возрастает до значений ~1-5 см при мощностях до 1-5 кВт. В случае вязкой жидкости (глицерин) глубина канала была в несколько раз больше [1,21]; причем стенки канала были значительно стабильнее, чем в случае воды. “Прорастание”

и поддержание канала в воде сопровождается нестабильностями его поверхности в виде “гофр” [5], образованием и схлопыванием микропузырьков размером  $\sim 10\text{-}10^2$  мкм, эмиссией акустических волн в окружающую воду и в атмосферу. Спектр акустических частот занимал полосу до 1,5 кГц [15] и до 10-15 кГц [5,21] при амплитуде звукового давления до 0,1 ата [5]. Скорость “прорастания” канала на начальной стадии его формирования при включении лазерного пучка интенсивностью  $\sim 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> составляла  $\sim 5$  м/с, уменьшаясь до значений  $\leq 1$  м/с через время  $\sim 10^{-2}$  с [5]. В работе [21] измерено поле скоростей конвективного замкнутого (вихревого) течения воды в зоне вблизи канала образуемого пучком излучения СО<sub>2</sub>-лазера мощностью до 250 Вт. Размер поля течений составил величину одного порядка с глубиной канала, а скорость конвекции достигала 10 см/с, что соответствовало турбулентному характеру течения.

К настоящему времени нет сообщений о создании самодостаточной модели канала в жидкости, учитывающей турбулентные гидродинамические течения, возникающие в ее объеме, и соответственно турбулентную конвективную теплопроводность жидкости, определяющую баланс энергии канала, его глубину в квазистационарном случае и скорость прорастания его головки в фазе развития после включения лазерного пучка.

С целью разработки качественной оценочной модели лазерного канала в жидкости и более надежного сопоставления ее с экспериментальными фактами, нежели на основе опубликованной литературы, были проведены специальные экспериментальные исследования квазистационарного канала [2,13,33], развивающегося канала [26,27,33], а также энергетических порогов (по мощности и интенсивности излучения) возникновения канала [25,27,33]. Исследования проведены при мощности излучения СО<sub>2</sub>-лазера от 10 Вт до 3,5 кВт; регистрировались во времени внешний вид канала [2,13,26] (цифровой камерой), акустическая эмиссия из зоны канала [15,26], а также поле скоростей в окружающей канал жидкости [13].

Мы [13,33] сделали качественную оценку величин  $h$  и средней скорости  $u$  турбулентной конвекции жидкости, приводящей к интенсивному теплоотводу от канала. Скорость конвекции определяется балансом сил: движущей (подъемная сила Архимеда и сила термокапиллярного увлечения поверхностного слоя) и тормозящей — силы турбулентной вязкости.

Были также сделаны оценки [33] скорости роста глубины канала после включения лазерного пучка, исходя из предположения о конвективном турбулентном теплопроводе из канала обтекающим

поток жидкости, возникающим вследствие “расталкивания” частиц жидкости внедряющимся в нее каналом. Одновременно для оценки диаметра развивающегося канала, а также баланса энергии и импульса боковых жидких стенок канала была использована гипотеза о вылете микрокапель со стенок канала за счет капиллярно-испарительной неустойчивости, и последующем испарении в поле лазерного излучения и поступлении радиально направленного от оси потока пара на стенки, поддерживающего баланс сил и энергий. Сильная нестабильность формы стенок канала в слабовязкой жидкости (воде) прежде всего вызвана периодически повторяющимся капиллярным и гидростатическим коллапсом, а также турбулентными пульсациями скорости потока жидкости, обтекающей канал. При капиллярном коллапсе в среднем слабо-конические жидкие стенки принимают гофрированный вид с пространственным периодом, имеющим вдоль оси канала размер порядка его диаметра ( $\sim 1$  мм), со временем развития гофр (в случае воды)  $\sim (2\text{-}5) \cdot 10^{-3}$  с; периодические перетяжки канала, образовавшиеся в результате схлопывания гофр, имеют размер (длину) порядка диаметра канала; они вновь “пробиваются” лазерным пучком за время  $3 \cdot 10^{-5}\text{-}3 \cdot 10^{-4}$  с. В момент “пробоя” должны генерироваться всплески давления пара, повторяющиеся с частотой  $\sim 10^2\text{-}10^3$  с<sup>-1</sup> и продолжительностью  $\sim 3 \cdot 10^{-5}\text{-}3 \cdot 10^{-4}$  с. Эти всплески давления пара при выходе его струи из канала в атмосферу могут генерировать акустические возмущения со спектром частот от  $10^2\text{-}10^3$  с<sup>-1</sup> до  $3 \cdot 10^3\text{-}3 \cdot 10^4$  с<sup>-2</sup>. Похожая картина спектров акустических частот была отмечена в экспериментальных работах [15,21]. Возможна также генерация акустических волн за счет капиллярных колебаний пузырьков в жидкости, турбулентных пульсаций давления в выходящей струе пара [15], а также за счет классического эффекта “поющей трубы” при выделении тепла в объеме [33].

### **Заключение**

В результате проведенных специальных экспериментальных исследований и разработки оценочной модели лазерного канала в воде, т.е. в слабовязкой жидкости, поглощающей лазерное излучение в тонком приповерхностном слое, можно предварительно (до завершения более широких исследований) утверждать:

— существует энергетический порог по мощности  $P$  и интенсивности  $q$  лазерного излучения, составляющий  $P \approx 10\text{-}10^2$  Вт при  $q \approx 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>. Предложена [33] оценочная модель порога, основанная

на гипотезе об испарении микрокапель в поле лазерного излучения. Согласно этой модели величина порога определяется условием преодоления силы поверхностного натяжения давлением скоростного напора на поверхность жидкости потока пара от микрокапель, испаряющихся в поле лазерного излучения. Капли возникают в результате отрыва горбов поверхностных капиллярных волн, генерируемых механизмом капиллярно-испарительной неустойчивости;

— начальная фаза до времени  $\sim 10^{-2}-10^{-1}$  с развития канала характеризуется замедляющейся скоростью движения его дна, определяемую давлением отдачи паров у дна и теплообменом боковых стенок канала с окружающей жидкостью за счет турбулентного конвективного теплообмена. Турбулентные течения жидкости вокруг канала обусловлены развитием направленного вниз течения под дном канала;

— через интервал времени  $\sim 1$  с, обусловленный процессом развития стационарного турбулентного конвективного теплообмена, устанавливается квазистационарное состояние канала, глубина и диаметр которого (рис.1) определяются турбулентным конвективным теплообменом канала с окружающей жидкостью. Квазистационарное конвективное течение жидкости в виде тороидального вихря, окружающего канал (рис.2), образуется либо за счет архимедовой подъемной силы (при глубине канала свыше  $\sim 1$  см и мощности лазерного излучения свыше 0,1 кВт), либо за счет термокапиллярной силы — при малых значениях мощности и, соответственно, глубины канала;

— как стадия развития, так и стационарное состояние лазерного парогазового канала в воде

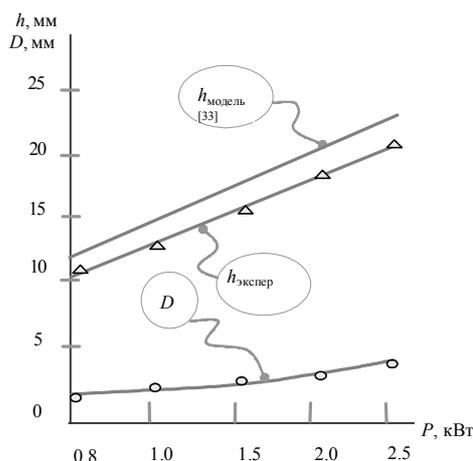


Рис.1. Глубина  $h$  и выходной диаметр  $D$  канала в воде при разной мощности излучения лазера  $P$ . Свободная верхняя поверхность жидкости. (Данные [13]).

могут быть описаны моделями турбулентного теплообмена и гидродинамики течения жидкости, «омывающей» канал как при его развитии, когда движение жидкости осуществляется за счет парового давления отдачи, так и в стационарном состоянии, когда течение жидкости происходит за счет свободной конвекции в поле сил тяжести (в последнем случае этот фактор для расплавов металлов несущественен из-за высокого значения их коэффициентов температуропроводности). Приемлемое качественное согласие модели [33] с экспериментальными данными о глубине канала и скорости его развития имеет место лишь при учете турбулентного характера теплообмена;

— поскольку основной вклад в потери энергии канала (при мощности лазерного излучения до 10 кВт) как на фазе его развития, так и на квазистационарной фазе вносит турбулентная теплопроводность, но не испарение, величина избыточного давления пара в канале составляет малую долю от атмосферного ( $\sim 10^{-3}-10^{-2}$ ). Соответственно, неправомерно распространять выводы, сделанные в работе [5], относящиеся к каналам в свободной жидкости без перегородок, где возможна свободная конвекция, на случай лазерных каналов в средах, содержащих большое количество связанной жидкости, капсулированной в малых ячейках, где конвекция невозможна (биоткани, желатин и др.);

— эксперименты показали, что средний диаметр канала на порядок величины превышает диаметр лазерного пучка (рис.1). По нашей гипотезе, объяснение этому факту можно дать с помощью модели [33], в которой учитывается испарение микрокапель, попадающих в поле лазерного излучения. Диаметр канала определяется балансом энергии и импульса

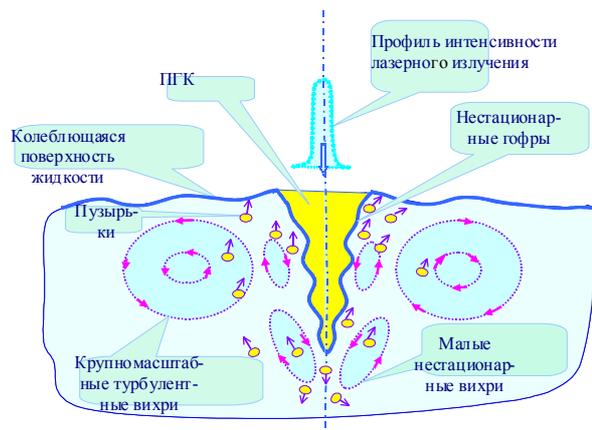


Рис.2. Эскиз геометрии квазистационарного лазерного канала и поля скоростей в окружающем объеме жидкости.

потока пара, уходящего из приосевых зон канала и конденсирующегося на жидких стенках. Механизм образования микрокапель состоит в генерации развития капиллярно-испарительных волн на поверхности жидких стенок канала с последующим срывом их горбов в объем канала в виде капель, летящих радиально к оси канала и попадающих в зону действия лазерного пучка;

— канал представляет собой квазиравновесный осциллирующий объект, параметры которого флюктуируют с частотами  $\sim 1-10^2$  Гц. По нашей модели, эти частоты соответствуют гидростатическим коллапсам канала, с учетом движений жидкости в объеме всего сосуда. Вместе с тем, модели свободных и вынужденных колебаний жидких стенок канала предсказывают также наличие частот ( $\sim 10^2$  Гц) колебаний геометрических размеров канала, и генерацию акустических волн в объеме канала. Акустическая эмиссия происходит затем из горловины канала в окружающую атмосферу и соответствует звуковым частотам  $\sim 10^3-10^4$  Гц. Механизм генерации звука соответствует классическому эффекту “поющей трубы”, возникающему при наличии тепловыделения в объеме газа, находящегося в трубе. Тепловыделение в объеме пара внутри канала связано с испарением микрокапель, при котором пар должен нагреваться до значений энтальпии, величина которой обеспечивает механизм поддержания канала. Наряду с этим механизмом акустической эмиссии, возможен также механизм возбуждения звука за счет турбулентных пульсаций давления в потоке выходящего из канала пара [15];

— качественно рассмотрены механизмы существования и колебаний канала в слабовязкой жидкости (воде), обусловленные явлениями турбулентной конвекции в жидкости и испарения микрокапель, возникающих в объеме пара из-за развития капиллярно-испарительной неустойчивости. Косвенные подтверждения наличия корреляции рассмотренных механизмов с экспериментом состоят в следующих фактах: (1) значительное превышение радиуса канала над радиусом пучка; (2) величина частоты колебаний канала и ее поведение во времени; (3) величина глубины канала и ее поведение с мощностью пучка; (4) величина и пространственное распределение скорости конвекционного движения жидкости в объеме вокруг канала.

Таким образом, учет гидродинамических явлений, сопровождающих развитие и существование лазерных каналов в жидкости, позволяет по порядку величины оценить глубину лазерных каналов, скорости их роста и характерные частоты некоторых нестабильностей. Эти гидродинамические явления

таковы: турбулентная термокапиллярная и архимедова конвекция; ускорение жидкости ее паром, образуемым при поглощении лазерного излучения, с образованием турбулентных вихревых течений в объеме жидкости; капиллярный коллапс стенок канала в виде гофр, “пробиваемых” периодически лазерным пучком; возбуждение капиллярных волн за счет капиллярно-испарительной неустойчивости, последующий отрыв микрокапель с горбов волн в атмосферу над поверхностью жидкости и затем испарение капель в поле лазерного излучения, сопровождающееся силовым и энергетическим воздействием потока пара на стенки канала; акустическая эмиссия в окружающую атмосферу и в ванну с жидкостью.

*Работа была поддержана по проекту РФФИ №02-02-16001.*

### Литература

1. А.А. Антонов, Г.И.Козлов и др. Квантовая Электроника 1977, 4 №6, с.747-753.
2. А.М. Забелин. Частное сообщение. ИПЛИТ РАН, Шатура, 1996.
3. V.S. Golubev Proc.SPIE v.2713, p.219-230, 1995.
4. Conrad M. Banas. Opt. Enging. V.17, №3, 1978.
5. E.D.Jansen, M.Frenz, K.Kadipasaoglu, et al. OE-Reports №152, Aug. 1996, p.9-12.
6. И.Е.Идельчик. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.-Л, 1969.
7. А.А. Веденов, Г.Г.Гладуш. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М., Энергоатомиздат, 1985. 207 с.
8. Физические величины. Справочник под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М., Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.
9. М.А. Михеев, И.М. Михеева. Основы теплопередачи. М., Энергия, 1977.
10. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Гидродинамика. М., Физматлит, 2001. 732 с.
11. V.S. Golubev. Proc.SPIE, v.3888 (2000), p.244-253.
12. Р.В. Арутюнян, В.Ю. Баранов, Л.А. Большой, Д.Д. Малюта, А.Ю. Себрант. Воздействие лазерного излучения на материалы. М., Наука, 1989, 376 с.
13. V.S. Golubev, A.N. Grezev, N. Kumar, N.V.Grezev, M. Kupatadze, G.L.Poltev. Proc.SPIE, 2004.
14. А.В. Спивак. Доклады Академии Наук, т.290, №5, с.1107-1111, 1986.
15. В.В. Васильцов, Е.В. Зеленев, А.П. Кубышкин, В.А. Ульянов, А.Н. Коновалов. Квантовая электроника, т.28, 2001.
16. V.S. Golubev. Proc.SPIE, vol.3688 (1999), p.108-118.
17. V.S. Golubev. Proc.SPIE, vol.5121 (2002), p.1-15.
18. С.С. Кутателадзе. Справочник по теплопередаче. Л.-М, Госэнергоиздат, 1958.
19. S. Berry, et al. ProcLAMP'92, 1, p.661-664.
20. В.М. Гордиенко, В.Я Панченко, В.А. Ульянов, А.Н. Коновалов. Квантовая электроника, т.23, №10, 1996, с.869-871.

21. A. Cybulski, Z. Mucha. *Welding International*, vol.11, No.3, p.212-220.
22. Ф.В. Бункин, М.П. Трибельский. *УФН*, т.130, №2, 1980, с.193-239.
23. В.С. Голубев, Ф.Х. Мирзоев. *Письма в ЖТФ*, Т.29, в.5, 2003, с.25-30.
24. М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики*. Наука, М.,1973.
25. Г. Шлихтинг. *Теория пограничного слоя*. Наука, М.,1969.
26. А.К. Дмитриев, В.А.Ульянов. *Частное сообщение*. ИПЛИТ РАН, 2003.
27. В.В.Васильцов, А.К. Дмитриев, В.А. Ульянов. *Частное сообщение*, 2003.
28. Н.Кумар, Н.В.Грезев. *Частное сообщение*, 2003.
29. В.С.Голубев. *Анализ моделей динамики глубокого проплавления материалов лазерным излучением*. ИПЛИТ РАН, Препринт №83, 1999.
30. ИПЛИТ РАН, e-print №1, Шатура-Троицк, 2003.
31. Дж. У. Рэлей. *Теория звука*. Гостехиздат, М.1944.
32. В.С. Голубев, Ф.В.Лебедев. *ТФВТ*, 1974, т.12, №2, с.259-266.
33. В.С. Голубев. *Канализованное проникновение излучения СО<sub>2</sub>-лазера в воду*. ИПЛИТ РАН, Е-принт №2, 2004.