

Глубокое проплавление металлов концентрированными потоками энергии (обзор)

© Р.Д. Сейдгазов,¹ Ф.Х. Мирзаде,¹ Г.Г. Гладуш^{1,2}

¹Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия

²Государственный научный центр РФ „Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований“
Государственной корпорации „Росатом“,
108840 Троицк, Москва, Россия
e-mail: seidgazov@mail.ru fmirzade@rambler.ru

Поступило в Редакцию 1 июля 2025 г.

В окончательной редакции 29 сентября 2025 г.

Принято к публикации 1 ноября 2025 г.

Обсуждено современное состояние фундаментальных исследований явления глубокого проплавления, возникающего под действием мощных источников энергии, таких как лазерное излучение и пучки высокоэнергетических частиц. Явление обнаружено, когда плотность мощности этих источников превышает определенный пороговый уровень, а форма расплавленной зоны меняется с мелкой и полукруглой на более глубокую и вытянутую, благодаря образованию полого канала, по которому луч проникает вглубь металла. Основное внимание уделено результатам исследований гидродинамических аспектов формирования канала проплавления и его динамического поведения в технологических процессах. Различные капиллярные эффекты, включая термокапиллярность и электрокапиллярность, могут определять гидродинамику технологических процессов в различных условиях и на различных стадиях. Результаты фундаментальных исследований согласованы с экспериментальными данными в диапазоне технологических мощностей, показывая несостоятельность широко распространенного в инженерном сообществе предположения об образовании канала проплавления вследствие интенсивного испарения и удаления расплава высоким давлением отдачи струи паров.

Ключевые слова: лазер, термокапиллярность, металл, расплав, технологии, канал проплавления, поры.

DOI: 10.61011/JTF.2026.03.62525.165-25

Введение

Явление глубокого проплавления (ГП) составляет основу технологического режима ГП (keyhole mode) обработки металлов в лазерных и электронно-лучевых технологиях, которые востребованы в авиакосмической, атомной, энергетической и оборонной промышленности, а также в судостроении, двигателестроении, медицине и т.д. Перспективы их применения и дальнейшего совершенствования связывают с цифровизацией, получением и внедрением научно обоснованных рекомендаций по выбору оптимальных параметров технологического процесса [1,2]. Явление ГП заключается в пороговом изменении формы расплавленной области, когда вместо мелкой и полукруглой при допороговом режиме теплопроводности (conduction mode) она становится узкой и вытянутой (рис. 1) из-за образования полого канала, по которому энергия пучка проникает вглубь металла. При этом отношение глубины расплавленной зоны к ширине (L/D) становится больше единицы и может достигать нескольких десятков.

Режим ГП реализуется в сварочных технологиях (лазерная, электронно-лучевая, гибридная лазерно-дуговая) и в аддитивных технологиях селективного плавления металлических порошков лазерным или электронным

пучком. К таким технологиям можно отнести и лазерную резку металлов больших толщин с учетом ее особенности в виде сильного возмущения гидродинамики расплава при удалении продуктов плавления газовой струей [3].

Преимуществом режима ГП является повышенная производительность и КПД процесса, возможность соединять детали большой толщины за один проход луча, малая зона термического влияния, минимальная тепловая деформация, улучшенная дегазация зоны плавления.

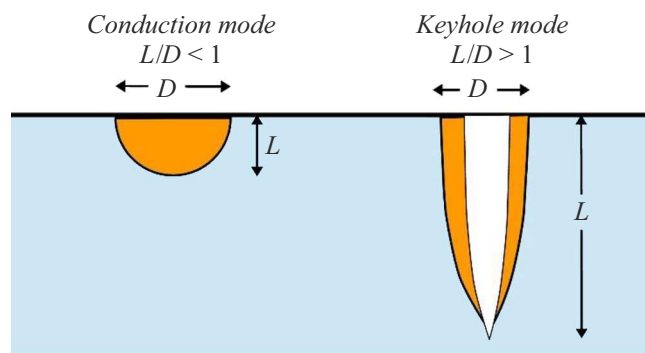


Рис. 1. Форма зоны плавления при разных режимах плавления (схема).

В аддитивном производстве селективным плавлением порошковых слоев данный режим позволяет увеличить производительность за счет повышения толщины порошкового слоя, повысить прочность и износостойкость готового изделия за счет улучшения связи между слоями, измельчения зерна, изменения микроструктуры. Недостатком режима является нестабильность полого канала и генерация пор, что затрудняет достижение высочайшего качества изделий, требуя от технологов больших усилий для минимизации и устранения пор.

Технологический процесс в режиме ГП осуществим в диапазоне операционных параметров, границы которого зависят от мощности излучения P , размера пятна фокусировки d и свойств металла. Нижняя граница этого диапазона связана со сменой режимов плавления и часто по традиции характеризуется пороговой плотностью мощности $q_{th}(d)$, подразумевая квадратичную зависимость $P_{th}(d) \sim d^2$, где P_{th} — пороговая мощность. Такая зависимость не соответствует действительности, поэтому значения $q_{th}(d)$ точны лишь в очень узком диапазоне изменений d . В [4] показано, что линейная зависимость $P_{th}(d) \sim d$ точнее описывает изменение порогового перехода. Но максимальная точность, причем в диапазоне изменений d на два порядка достигается при $P_{th}(d) \sim d^{4/3}$ (см. разд. 8). Верхняя граница технологического диапазона связана с началом нежелательного выплеска расплава и разлета капель и остается не исследованной. Для типичных условий лазерной сварки ($d \sim 500 \mu\text{m}$) стального образца эта граница соответствует $q_{spl} \sim 3 \text{ MW/cm}^2$ [5] (или $P_{spl} \sim 6000 \text{ W}$). В обзоре будут рассмотрены гидродинамические процессы, происходящие в технологическом диапазоне $q_{th}(d) < q < q_{spl}(d)$ или $P_{th}(d) < P < P_{spl}(d)$.

Исследования технологических процессов в режиме ГП ориентируются на ускоренное освоение новых технологий и опираются преимущественно на инженерные методы. Из-за недостаточного внимания к фундаментальным исследованиям достигнутые успехи сегодня переплетаются с противоречивыми выводами специалистов разных отраслей знаний, наук и школ. Чтобы разрешить наблюдающиеся противоречия, необходим анализ и систематизация большого множества уже накопленных результатов исследований в вышеупомянутых технологиях с выявлением общих закономерностей. В обзоре изложены результаты фундаментальных исследований явления ГП, раскрывающих механизм самоорганизации материала под действием высококонцентрированных потоков энергий, в которых каждая технология рассматривается как частное проявление общего механизма.

Формирование канала проплавления — это мультифизический неравновесный процесс с подвижными фазовыми границами, включающий тепломассообмен, поверхностные явления, сложную гидродинамику, динамику испарения и истечения паров, термоэмиссию зарядов, формирование плазмы и взаимодействие с ней излучения, электродинамические процессы, волновое распространение лазерного излучения в канале и т.д.

Физическое моделирование столь сложного явления представляет собой трудную задачу, решение которой вряд ли возможно без применения численных методов и достоверных знаний о механизме явления. Сегодня компьютерное моделирование режима ГП успешно применяется для решения технологических задач на основе определения температурных полей для прогноза термических напряжений, деформаций и образования трещин. Воспроизведение гидродинамических полей вызвано потребностью прогноза образования скрытых дефектов гидродинамического происхождения (пор и полостей) и их предотвращения в производстве изделий ответственного назначения. Однако эта задача пока не решена из-за сложившейся методологической путаницы, осложняющей исследования явления ГП.

1. Методологические аспекты развития представлений о явлении ГП

В технологиях ГП знание температурных полей и циклов рассматривается как основа для понимания всех сопутствующих металлургических процессов, связанных с физикой металлов, химической кинетикой, физикой плазмы и т.д. В этот перечень обычно не включают знание гидродинамических полей, считая их влияние несущественным. Концепт сложился к началу технологического освоения явления ГП в 70-х гг. прошлого века. В трудах Н.Н. Рыкалина предложено рассматривать распределение температур в процессе ГП как результат действия двух источников тепла: точечного на поверхности и линейно-распределенного по глубине, что позволяет аналитически получить приближенные температурные поля даже при отсутствии знаний о физике формирования канала. Повышение точности расчетов требует реалистичной имитации канала с привлечением численных методов, для чего стали использовать приближение на основе расчетного формализма абляционного механизма, предполагающего формирование канала в результате вытеснения расплава давлением отдачи паров [6–8]. Тогда же в работе [9] было обращено внимание на возможность поддержания канала проплавления за счет перемещения расплава термокапиллярными (ТК) силами, что отвечало на появившиеся измерения давления паров в канале проплавления [10], величина которого оказалась на порядки меньше значений, требуемых для формирования канала абляционным давлением. Эти измерения ставили под сомнение адекватность абляционного механизма при ГП и позднее были подтверждены аналогичными измерениями [11,12]. Здесь уместно отметить, что все экспериментальные подтверждения абляционного механизма получены вне технологического диапазона мощности, при очень высоких значениях плотности мощности, превышающих 10^8 W/cm^2 [13]. Таким образом, уже в 70-х гг. эксперименты свидетельствовали о незначительности абляционного давления в технологических условиях, чем

создавали почву для понимания возможности ТК механизма формирования канала. По этому вопросу на переходе 70-х и 80-х гг. развернулась дискуссия, в ходе которой предлагались разные взгляды на явление ГП и подходы к исследованиям. Однако, если одним интересовал адекватный физический механизм, то другим нужен был расчетный метод имитации канала для численного определения температурных полей. Два разных подхода оказались трудносовместимыми, и дискуссия приняла острый характер. Уже известные экспериментальные данные противоречили абляционному механизму и свидетельствовали в пользу ТК механизма. Но физически адекватный механизм не требовался для имитации канала при численном воспроизведении температурных полей в решении термических задач массового инжиниринга. Для этого достаточно расчетного формализма на основе любого из механизмов. Абляционный механизм наиболее прост, поэтому ТК механизм был отклонен.

Широким кругом специалистов этот вывод был воспринят как научное заключение о физическом механизме явления ГП. Технологи, регулярно наблюдающие в режиме ГП появление яркого плазменного факела паров металла, и вовсе сочли его за подтверждение „очевидного“. Как следствие, обнаруживаемые затем противоречия абляционного механизма с экспериментальными данными игнорировались как ошибочные. Тем самым точка зрения на абляционный механизм как доминирующий в явлении ГП закрепилась в научно-технической литературе и учебных пособиях по технологическим специальностям. Выбор абляционного механизма в качестве расчетного формализма для имитации канала ограничивал его применение только воспроизведением температурных полей. Но эти ограничения не были осознаны, поэтому абляционный механизм стал применяться в численном моделировании и гидродинамических полей, т. е. за пределами допустимой области.

Запрос на численное воспроизведение гидродинамических процессов появился в относительно узком, но очень важном секторе технологического инжиниринга, связанном с производством изделий ответственного назначения, которые отличаются наивысшими требованиями к качеству и являются маркером технологического лидерства промышленно развитых стран. Предполагается, что решение данной задачи должно устранить основной недостаток режима ГП — нежелательную генерацию пор нестабильным каналом. Поры как концентраторы напряжений снижают надежность и ресурс ответственных деталей и узлов, работающих в особо напряженных условиях. Для устранения пор необходим подбор оптимального технологического режима. Сегодня это достигается методом проб и ошибок, который характерен для начального этапа освоения технологий, когда нет развитой теории, но требует исследования большого числа проб в течение длительного времени, значительных затрат сил, времени и ресурсов. Это является вызовом для аддитивных технологий, снижая их возможности и перспективы цифровой трансформации

промышленности. Ответом ему должен стать точный прогноз образования пор на основе достоверных знаний о природе технологического процесса. Однако при решении этой задачи специалисты столкнулись со сложностями численного воспроизведения гидродинамических полей, называя причиной неудач отсутствие точных знаний движущих сил, влияющих на поток жидкости, что ограничивает воспроизведение гидродинамических процессов лишь несколькими качественными эффектами [14]. Эти неудачи могут быть следствием переоценки роли абляционного механизма. На это указывают не только вышеупомянутые данные о незначительном давлении паров в канале проплавления [10–12], но и другие подтверждения незначительности испарения в канале [15,16], а также отсутствие надежной валидации расчетных моделей режима ГП [17,18].

Наряду с этим в рамках фундаментально ориентированных исследований развивались представления о ТК механизме. Причем, полученные результаты и выводы давали хорошее соответствие с экспериментальными данными. Их мы кратко изложим в настоящем обзоре, начиная с модельных экспериментов [19,20], продемонстрировавших принципиальную возможность формирования канала проплавления при незначительном испарении. На основании этих данных была создана теоретическая оценочная модель формирования канала проплавления удалением расплава ТК силами [21,22] и получены оценки, подтверждающие ответственность ТК механизма в технологических условиях. Исследования начальной стадии плавления металлов в режиме ГП подтвердили формирование сдвиговой структуры ТК потока в зоне облучения и раскрыли причину нелинейной динамики роста канала при точечном воздействии [23]. Получено соотношение для условий порогового перехода в режим ГП [24] и подтверждено его соответствие экспериментальным данным. Установлено, что генерация пор нестабильным каналом является следствием возбуждения капиллярно-волновых колебаний расплава [25]. Выявлены основные закономерности генерации пор [26,27], полученные соотношения подтверждены сравнением с экспериментами. Определен критерий прекращения порообразования, который задает положение технологического окна в координатах операционных параметров и открывает возможность цифровизации рутинных процедур разработки технологий для производства изделий ответственного назначения.

Структура ТК потока при ГП имеет особенность, которая отличает его от структуры ТК потока в допороговом режиме теплопроводности [19–22]. Без учета этой особенности стремление к учету действий обоих механизмов (абляционного и ТК) также может приводить к ошибочным результатам и выводам относительно их вкладов [28–31], что еще больше запутывает понимание реальной гидродинамической картины. Между тем корректные суперкомпьютерные расчеты [32], выполненные в Ливерморской лаборатории с целью проверки идеи ТК механизма формирования каверны [20], подтвердили

возможность образования глубокой каверны в металле под действием только ТК механизма при незначительной роли абляционного механизма. Анализ причины недооценки роли ТК механизма в работах [28–31], выполненный в [33], показал ее связь с применением грубой расчетной сетки, не соответствующей физически обоснованным требованиям к дискретизации расчетной области.

Фундаментальные исследования роли капиллярных явлений в процессах ГП позволили интерпретировать ряд эффектов и корреляций, которые не могли быть объяснены с помощью абляционного и ТК механизмов. Среди них синергетический эффект при гибридном лазерно-дуговом воздействии [34], а также эмпирически наблюдаемые корреляции глубины проплавления с изменениями давления окружающей среды, характеристиками приповерхностной плазмы, сигналом эмиссионного тока [35], направленностью и напряженностью внешнего электрического поля [36]. Для понимания этих эффектов и корреляций достаточно учесть, что поверхностное натяжение зависит не только от температуры поверхности, но и от электрического потенциала. Эта идея представлена в [37] гипотезой об ускорении ТК потока электрокапиллярными силами, обусловленными зависимостью поверхностного натяжения от электрического потенциала $\sigma(\varphi)$, неоднородно распределенного вдоль поверхности. Эта гипотеза указывает возможный путь создания и совершенствования методов контроля технологическим процесса и управления им.

2. Эволюция канала проплавления при точечном воздействии непрерывного лазерного излучения

Визуальные наблюдения процесса ГП металлов затруднены сложностями, связанными с высокими температурами в зоне облучения, которые можно избежать с помощью модельных экспериментов. В частности, информативным оказался модельный эксперимент по наблюдению лазерного проплавления парафина, в котором визуализацию облегчает отсутствие лазерной плазмы и оптическая прозрачность расплавленного парафина. Результаты наблюдения эволюции канала проплавления парафина глубиной до 3–5 mm неподвижным и непрерывным лазерным излучением мощностью 20–30 W представлены в [19,20]. Необычный характер эволюции канала в парафине, завершающийся затеканием и исчезновением, несмотря на все еще действующее излучение, впервые отмечена в монографии [38]. Вместо исчезнувшего канала образуется тороидальный вихревой поток с ТК рециркуляцией расплава (рис. 2). При формировании канала наблюдалось незначительная скорость истечения паров парафина (~ 1 cm/s), подтверждающая невозможность формирования канала давлением отдачи паров. Привлекает внимание промежуточная стадия с

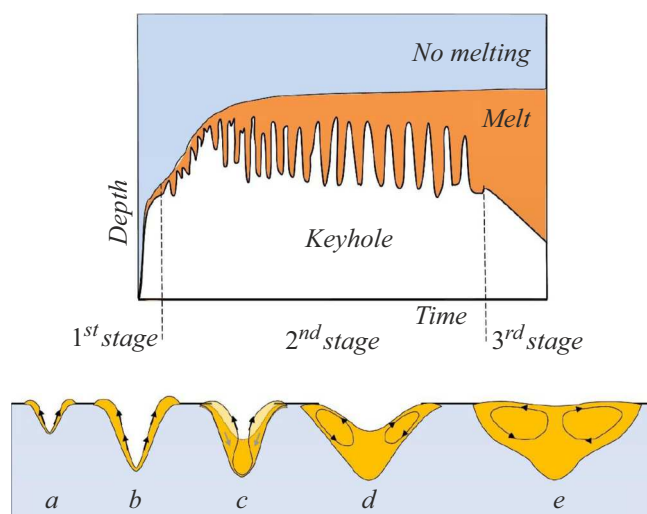


Рис. 2. Эволюция ванны расплава. Изменение глубины канала проплавления в парафине и внешнего вида ванны расплава со временем при воздействии непрерывного лазерного излучения мощностью 30 W. *a, b* — 1-я стадия, образование кратера; *c* — 2-я стадия, возбуждение колебаний расплава в канале; *d, e* — 3-я стадия, коллапс канала в результате его затекания при все еще действующем излучении.

возбуждением колебаний расплава в канале проплавления, во время которых наблюдаются чередующиеся захваты газовых пузырьков, что имеет явное сходство с генерацией пор нестабильным каналом в реальных технологических процессах на металлах. Таким образом, простой модельный эксперимент помогает физически осмыслить сложные гидродинамические процессы в реальных технологиях.

Изменение характера гидродинамических процессов позволяет выделить в эволюции канала три стадии. На первой стадии наблюдается рост канала. При незначительном испарении и малом влиянии давления отдачи паров и незначительной роли абляционного механизма причиной формирования канала может быть лишь ТК удаление расплава из зоны облучения. Это подтверждается затеканием и исчезновением канала на заключительной стадии эволюции, несмотря на продолжающееся действие лазерного излучения. Создана оценочная теоретическая модель, которая позволила получить подтверждающие оценки как для проплавления парафина, так и для проплавления разных металлов [19–22]. Основные положения этой модели будут представлены в разд. 3. Промежуточная (вторая) стадия эволюции канала характеризуется возбуждением интенсивных колебаний в слое расплава на его стенках, которые могут приводить к захвату пузырьков (разд. 6). Понимание гидродинамических процессов на этой стадии имеет особую важность для решения проблемы порообразования в режиме ГП при создании технологий для изделий ответственного назначения (разд. 6, 10).

3. ТК механизм глубокого проплавления лазерным излучением

ТК эффект хорошо известен как механизм рециркуляции расплава (конвекции Марангони) в допороговом режиме теплопроводности. Такое течение возникает при неоднородном нагреве металла и зависимости поверхностного натяжения от температуры $\sigma(T)$. Структура такого потока имеет приповерхностное ТК течение и возвратный поток с трением о дно. Действие ТК сил на поверхности определяет направление течения и зависит от знака температурного коэффициента поверхностного натяжения $\sigma_T = \partial\sigma/\partial T$. Для чистых металлов он всегда отрицателен ($\sigma_T < 0$) и определяет направление ТК сил от горячего металла в центре пятна облучения к более холодной части на периферии пятна облучения. Знак σ_T может измениться на положительный ($\sigma_T > 0$) под влиянием поверхностно-активных веществ, примесей или загрязнений. В этом случае ТК поток направлен от периферии пятна облучения к центру. Положительный знак σ_T характерен для сплавов при их нагреве от температуры плавления T_M до некоторой точки инверсии знака σ_T , с превышением которой знак σ_T всегда меняется на отрицательный из-за понятного стремления поверхностного натяжения к нулю при критической температуре. Точка инверсии знака σ_T обычно превышает T_M примерно на $\sim 100\text{--}300^\circ$ и потому она остается меньше температуры кипения T_B , которая характерна для нагрева стенок канала проплавления в режиме ГП (согласно данным эксперимента [39]). По этой причине в режиме ГП знак σ_T всегда отрицателен ($\sigma_T < 0$), а ТК поток направлен от центра ванны расплава с характерной температурой T_B к периферии с температурой T_M . Таким образом, условие $\sigma_T > 0$ реализуемо только в теплопроводностном режиме плавления металлов.

Рассмотрим одновременное движение двух фазовых границ — фронта плавления V_M и деформацию свободной поверхности со скоростью V_S , возникающую по условию сохранения массы из-за ТК растекания расплава. Заметим, что формирование вихревого течения с замыканием линий тока не происходит мгновенно и требует некоторого времени. На начальной стадии плавления ТК течение всегда имеет сдвиговую структуру, что приводит к удалению расплава от центра зоны облучения на периферию и деформации поверхности. При малой скорости ТК потока V в силу сохранения массы величина скорости деформации V_S будет мала по сравнению со скоростью фронта плавления V_M , т.е. $V_S < V_M$. При этом условии толщина слоя расплава увеличивается со временем, что предполагает дальнейшее замыкание линий тока и формирование ТК рециркуляции расплава. Иное развитие получается, если скорость ТК потока V настолько высока, что достигается условие $V_S = V_M$. В этом случае движение обеих

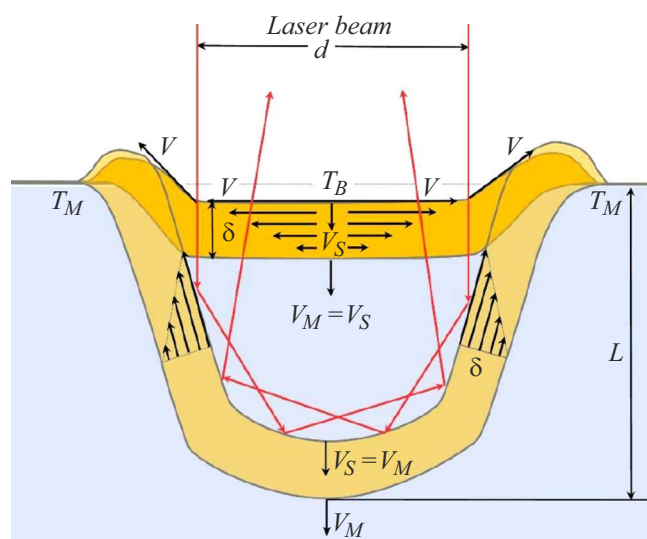


Рис. 3. Термокапиллярный сдвиговый поток расплава и рост каверны в установившемся режиме при $h(t) = \delta(t)$ и $V_S(t) = V_M(t)$ с многократными отражениями лазерного излучения на стенках.

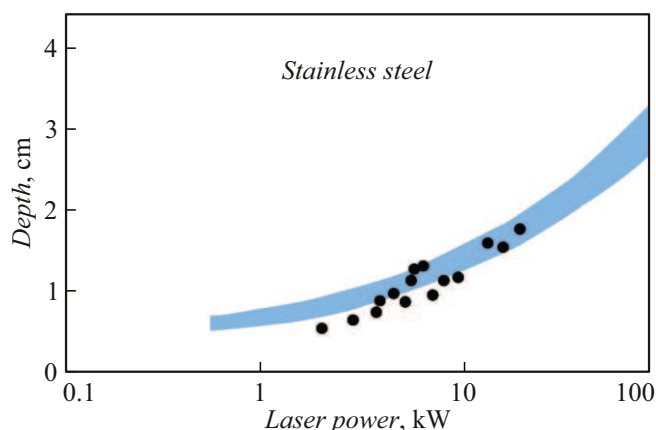


Рис. 4. Предельная глубина лазерного проплавления стали — расчет согласно ТК модели проплавления [22] с учетом разброса данных о свойствах. Точки — экспериментальные данные из [43].

фазовых границ происходит при сохранении толщины расплавленного слоя и сдвиговой структуры ТК потока, без замыканий линий тока и возникновения возвратного придонного течения. Такая структура потока сопровождается удалением расплава из зоны облучения и образование каверны [19–22] (рис. 3). С ростом каверны в металле возникают многократные отражения лазерного излучения на стенках и увеличение эффективного поглощения до значений $A = 0.6\text{--}0.9$ [40,41], что способствует поддержанию высокой скорости деформации с сохранением условия $V_S = V_M$. Характерная скорость ТК течения определяется из баланса поверхностных ТК сил и сил сопротивления вязкого под-

слоя

$$V \cong \frac{\sigma_T}{\eta} \frac{\partial T}{\partial r} \delta,$$

где η — динамическая вязкость, $\sigma_T = |\partial\sigma/\partial T|$, $\partial T/\partial r$ — градиент температуры вдоль поверхности расплава, δ — толщина вязкого подслоя, которая при сдвиговой структуре потока равна толщине расплавленного слоя h , т.е. $\delta = h$. При малой толщине расплавленного слоя ($\delta = h \ll d$) градиент температуры можно оценить, как $\partial T/\partial r \sim Aqh/(\lambda d)$, где Aq — поглощенная плотность мощности ($A = 0.6-0.9$ [40,41] — эффективное поглощение в канале), λ — теплопроводность, d — диаметр пятна фокусировки. Тогда для скорости сдвигового ТК течения можно записать

$$V \cong \frac{\sigma_T A q \delta^2}{\lambda \eta d}. \quad (1)$$

Толщина $h = \delta$ определяется из равенства $V_S = V_M$ при формировании каверны

$$\delta = h = \sqrt[4]{\frac{\lambda \chi^{1/2} \eta^{3/2} d^2}{(A q \rho^{1/2} \sigma_T)}}, \quad (2)$$

χ — температуропроводность, ρ — плотность. Соотношения (1) и (2) позволяют оценивать скорость сдвигового ТК потока, его толщину $h = \delta$, а также скорость роста каверны V_S и пороговую мощность $P_{th}(d) = q_{th}(d)(\pi d^2/4)$ для перехода в режим ГП (разд. 8). Полученные оценки соответствуют экспериментальным значениям в технологическом диапазоне мощности [19–22]. ТК модель позволяет оценивать предельную глубину канала. В [42] на основе собранных эмпирических данных установлен характер зависимости предельной глубины проплавления стали от мощности лазерного луча в виде $L \sim P^{0.7}$ (рис. 4). С помощью представлений ТК механизма ГП получена близкая аналитическая зависимость $L \sim P^{2/3}$ [22], которая показана на рис. 4 заштрихованной областью, учитывающей разброс данных о свойствах стали. Корреляция оценочных расчетов с экспериментами подтверждает ТК механизм ГП.

4. Эволюция гидродинамических параметров на начальной стадии формирования канала проплавления

Анализ эволюции параметров проплавления и их влияние на рост каверны на начальном этапе плавления представлен в [23]. Рассматривается плавление металла неподвижным и непрерывным излучением, сфокусированным в пятно диаметром d , и на одном графике (рис. 5) сопоставлена эволюция ряда параметров — температуры поверхности $T(t)$, скорости ТК потока

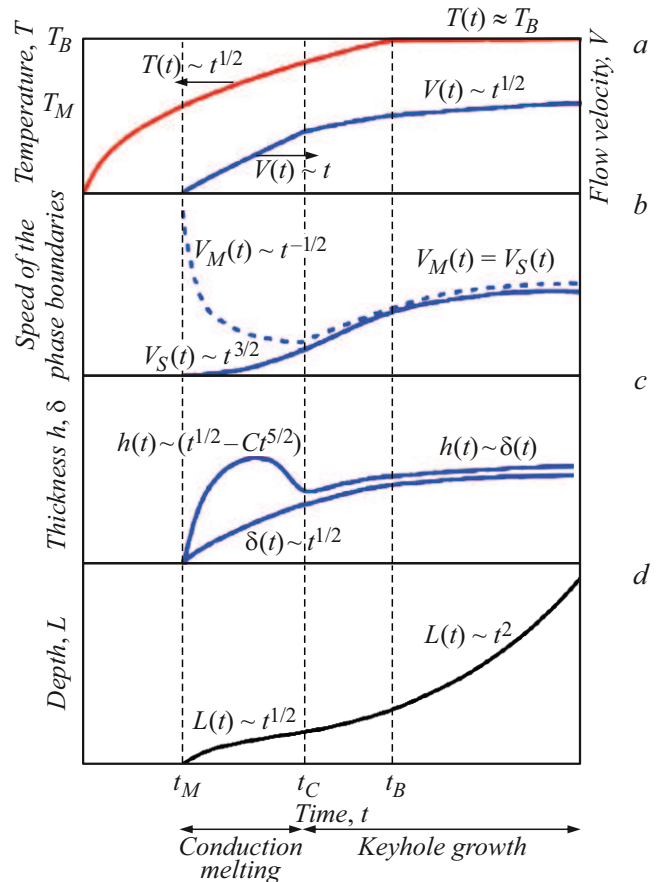


Рис. 5. Эволюция параметров плавления в режиме ГП [23]: *a* — температура поверхности $T(t)$, скорость ТК потока $V(t)$; *b* — скорость фронта плавления $V_M(t)$, скорость деформации поверхности $V_S(t)$; *c* — толщина расплавленного слоя $h(t)$ и вязкого подслоя $\delta(t)$; *d* — глубина канала проплавления $L(t)$.

$V(t)$, скорости фронта плавления $V_M(t)$ и скорости деформации поверхности $V_S(t)$, толщины расплавленного слоя $h(t)$ и вязкого подслоя $\delta(t)$, ГП $L(t)$ (канала) при постоянных свойствах металла.

Температура поверхности расплава. Поглощение излучения на поверхности металла происходит в очень тонком слое. Распространение тепловой волны на расстояние x за время t приблизительно равно $x(t) \approx (\chi t)^{1/2}$. Изменение температуры поверхности при действии теплового источника с постоянной плотностью мощности q равно

$$\Delta T(t) \cong \frac{2Aq}{\lambda} \sqrt{\frac{\chi t}{\pi}}.$$

Считая A , λ , χ постоянными, изменение температуры будет $\Delta T(t) \sim t^{1/2}$. Причем, плавление начинается при температуре T_M в момент t_M . В момент t_B нагрев поверхности достигает насыщения при температуре кипения T_B [39]. Поэтому можно выделить в процессе плавления два интервала: $t_M < t < t_B$ с изменением температуры $T(t) \sim t^{1/2}$ и $t > t_B$ с насыщением температуры в точке кипения $T(t) = T_B$ (рис. 5, *a*).

Толщина вязкого подслоя. С началом ТК течения поверхностное усилие с помощью вязких сил передается нижним слоям. Если пренебречь конвективным теплопереносом, характер их распространения на толщину вязкого подслоя δ аналогичен распространению температуры, то есть при $V > 0$ можно записать $\delta(t) \approx (vt)^{1/2}$ или $\delta(t) \sim t^{1/2}$ (рис. 5, c).

Скорость термокапиллярного течения. Скорость ТК потока растет, согласно соотношения (1), начиная с момента t_M . Причем, в интервале $t_M < t < t_B$ она растет линейно со временем, так как $V(t) \sim T(t) \sim \delta(t) \sim t$. При $t = t_B$ температура достигает насыщения $T(t) = T_B$ и далее, при $t > t_B$, остается неизменной, а скорость ТК течения растет с нелинейным замедлением во времени $V(t) \sim \delta(t) \sim t^{1/2}$ (рис. 5, a).

Скорость деформации поверхности. Радиальное растекание ТК потока со скоростью V при толщине вязкого подслоя δ вызывает деформацию поверхности жидкости со скоростью $V_S(t)$ и формирование каверны, как показано на рис. 3. Условие сохранения массы имеет вид $V_S(t)(\pi d^2/4) = V(t)\delta(t)\pi d$. Отсюда $V_S(t) = 4V(t)\delta(t)/d$. При $V(t) \sim t$ и $\delta(t) \sim t^{1/2}$ деформация поверхности в интервале $t_M < t < t_B$ растет с нелинейным ускорением $V_S(t) \sim t^{3/2}$, а при $t > t_B$ нагрев поверхности достигает насыщения при температуре кипения T_B . Поэтому рост скорости $V_S(t)$ замедляется (в силу $V(t) \sim t^{1/2}$ и $\delta(t) \sim t^{1/2}$) и принимает линейный характер $V_S(t) \sim t$ (рис. 5, b).

Толщина расплавленного слоя. Толщина расплавленного слоя $h(t)$ определяется движением двух фазовых границ. В движущейся системе отсчета, связанной с поглощающей поверхностью, толщина $h(t)$ растет с движением фронта плавления вглубь металла со скоростью $V_M(t) \approx (\chi/t)^{1/2}$ и уменьшается за счет деформации поверхности со скоростью $V_S(t)$. Используя $V_M(t)$, $V_S(t)$, $T(t)$ и обозначая $C = 8Aqv/\pi^{1/2}\lambda d$, получим

$$h(t) = (V_M(t) - V_S(t))t \approx (\chi t)^{1/2} - \frac{8Aq\chi^{1/2}v}{\pi^{1/2}\lambda d} t^{5/2} \\ = \chi^{1/2}(t^{1/2} - Ct^{5/2}).$$

Итак, начало плавления отмечается ростом $h(t)$ благодаря быстрому, но с нелинейным замедлением распространения тепловой волны $h(t) \sim t^{1/2}$. Но затем толщина $h(t)$ резко уменьшается из-за нелинейного ускорения скорости деформации согласно $V_S(t) \sim t^{3/2}$. Это приводит к прилипанию растущего вязкого подслоя к границе плавления в момент t_C . Выполнение условия прилипания $h(t) = \delta(t)$ завершает формирование сдвиговой структуры ТК потока (рис. 3, 5, c). С момента t_C две фазовые границы, разделенные вязким подслоем, оказываются в динамичном взаимодействии. Вязкий подслоем сдерживает скорость деформации поверхности посредством вязкого торможения скорости ТК течения, но одновременно, удерживая минимально возможную величину толщины $h(t)$ и обеспечивая этим максимально возможный тепловой поток на фронт плавления, вязкий

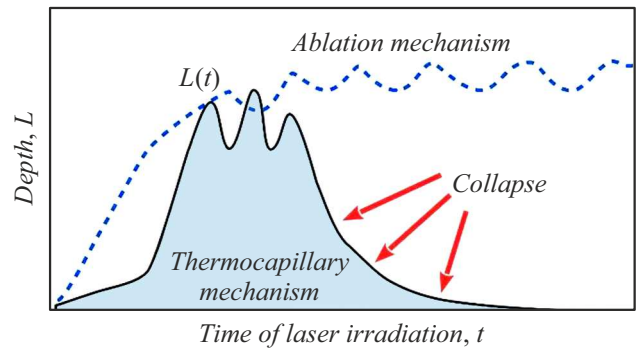


Рис. 6. Эволюция канала проплавления при доминировании абляционного (пунктир) или ТК механизма (сплошная линия).

подслоем поддерживает на должном уровне скорость фронта плавления. Таким образом, прилипание вязкого подслоя $h(t) = \delta(t)$ приводит к эффективному удалению расплава из зоны облучения и началу роста каверны с равенством скоростей $V_M(t) = V_S(t)$. Условие прилипания $h(t) = \delta(t)$ нарушается при достижении предельной глубины канала с прекращением выноса расплава из горловины канала.

Глубина проплавления. Момент прилипания t_C делит процесс проплавления на две фазы — подготовки сдвигового ТК потока ($t_M < t < t_C$) и установившегося режима роста капиллярного канала ($t > t_C$) (рис. 5, d). Первая отличается незначительной деформацией поверхности с ростом глубины плавления за счет теплопроводности $L(t) \approx h(t) \sim t^{1/2}$. Вторая связана с ростом канала и нелинейным ускорением глубины проплавления $L(t) \approx V_S(t)t \sim T(t)\delta^2(t)t \sim t^{5/2}$ при $t_M < t < t_C$ и $L(t) \sim \delta^2(t)t \sim t^2$ при $t > t_B$. Дополнительное ускорение росту канала (рис. 5, d), по-видимому, придает скачок эффективного поглощения A при захвате излучения каверной. Существование двух фаз проплавления с характерным изломом эволюционной кривой $L(t)$ наблюдается в экспериментах с металлами [43], результаты которого анализируются ниже в разд. 6.

Таким образом, представленный анализ подтверждает, что именно высокая ТК потока обеспечивает высокую скорость деформации поверхности в режиме ГП, способствует поддержанию сдвиговой структуры ТК потока и определяет образование канала проплавления. Причем, этот канал может существовать только кратковременно, пока сохраняется сдвиговая структура ТК потока с момента прилипания вязкого подслоя к фронту плавления.

5. Экспериментальное определение механизма глубокого проплавления в металлах

Абляционный и ТК механизмы отличаются приложением сил к свободной поверхности расплава. Сила абляционного давления отдачи паров действует по нор-

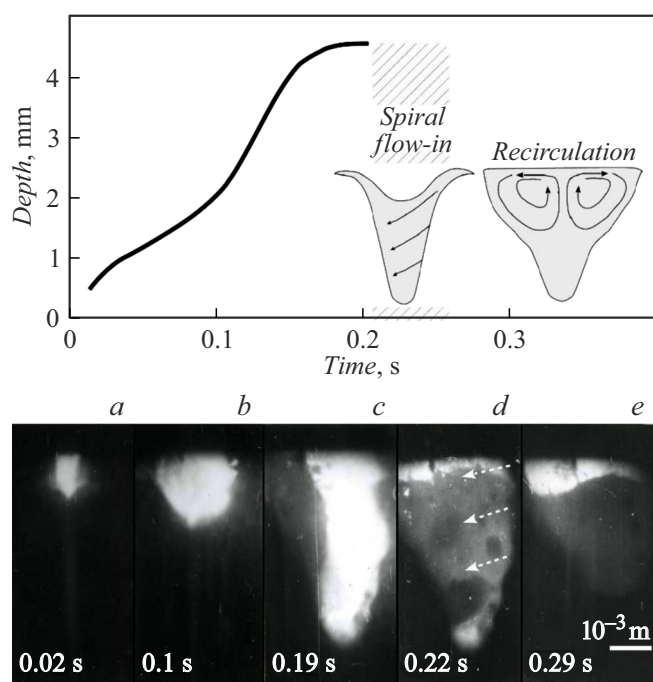


Рис. 7. Эволюция канала проплавления титана лазерным излучением мощностью 1.5 kW с финишным коллапсом и переходом к рециркуляции расплава [45]. Стрелками показано направление течения расплава.

мали к свободной поверхности, а ТК силы направлены тангенциально. Этим обусловлены особенности эволюции каверны при точечном и длительном воздействии излучения, по которым можно экспериментально установить доминирующий механизм формирования канала проплавления. В случае доминирования абляционного механизма эволюция канала будет состоять из двух стадий — начального роста канала до достижения предельной глубины и последующего квазистационарного существования каверны в течение продолжительного воздействия излучения (рис. 6). Квазистационарность каверны под действием давления отдачи паров наблюдается в модельных экспериментах по воздействию непрерывного лазерного излучения на жидкости [44]. Отсутствие границы плавления не позволяет рассматривать эксперименты с жидкостями как модель явления ГП. Появление границы плавления при замене жидкости на парафин в экспериментах [19,20] коренным образом меняет эволюцию канала. Его существование оказывается кратковременным, после чего канал затекает и исчезает, несмотря на все еще действующее излучение. После коллапса канала ТК поток принимает вид вихревой рециркуляции с возвратным придонным течением, характерным для режима теплопроводности. Подобный характер эволюции отражает доминирование ТК механизма при незначительной роли абляционного механизма.

Перенос выводов, сделанных в модельных экспериментах, на технологии металлов требует эксперимен-

тальных подтверждений аналогичного характера эволюции канала в металлах. С этой целью был проведен эксперимент с образцом в виде сэндвича из двух плотно прижатых пластин титана и прозрачного ситалла. Лазерное излучение мощностью 1.5 kW фокусировалось на титан вблизи его контакта с ситаллом [45]. Результаты видео-регистрации эволюции канала в титане представлены на рис. 7. Регистрировались изображения теплового следа канала проплавления на стадии его роста, созданные свечением раскаленного до высокой температуры металла. Максимальная глубина теплового следа составляет 4.5 mm и намного превышает его ширину, что указывает на формирование канала проплавления. После достижения каналом предельной глубины изображение его теплового следа исчезает сразу по всей высоте в результате движения справа налево быстрой волны потемнения (подобно движению „шторки“). Такой характер исчезновения изображения невозможно отобразить кривой зависимости глубины от времени и потому исчезновение условно помечено заштрихованной областью. Неожиданное исчезновение изображения может быть следствием возникновения спиралевидных потоков при затекании канала, о которых будет изложено в разд. 6. Регистрация проплавления продолжалась достаточное время (~ 2 s), чтобы убедиться в невозможности повторного образования канала.

6. Основные стадии эволюции канала проплавления

Обсудим специфические гидродинамические процессы на каждой стадии эволюции канала, обратив особое внимание на условия перехода от одной стадии к другой.

1-я стадия характеризуется ростом каверны при быстрой деформации поверхности за счет удаления расплава сдвиговым ТК потоком и теоретически описана в работах [19–22]. В разд. 4 изложен анализ эволюции параметров проплавления и формирование сдвигового ТК потока на этой стадии [23] (рис. 5), в котором эта стадия делится на две фазы: начальную фазу подготовки сдвигового потока с движением фронта плавления за счет теплопроводности, и фазу установившегося роста канала с высокой скоростью фронта плавления $V_M = V_S$ из-за быстрой деформации свободной поверхности и роста каверны. 1-я стадия завершается с прекращением ТК выноса расплава из горловины канала из-за понижения температурного градиента на стенках канала по мере роста глубины.

2-я стадия связана с переходными процессами трансформации сдвигового потока к циркуляции расплава и затеканию канала на завершающей 3-й стадии эволюции. 2-я стадия характеризуется возбуждением капиллярно-волновых колебаний слоя расплава на стенках глубокой каверны [19,20,25–27]. Стадия начинается с прекращением удаления расплава через горловину канала и накопления жидкой массы в верхней части канала,

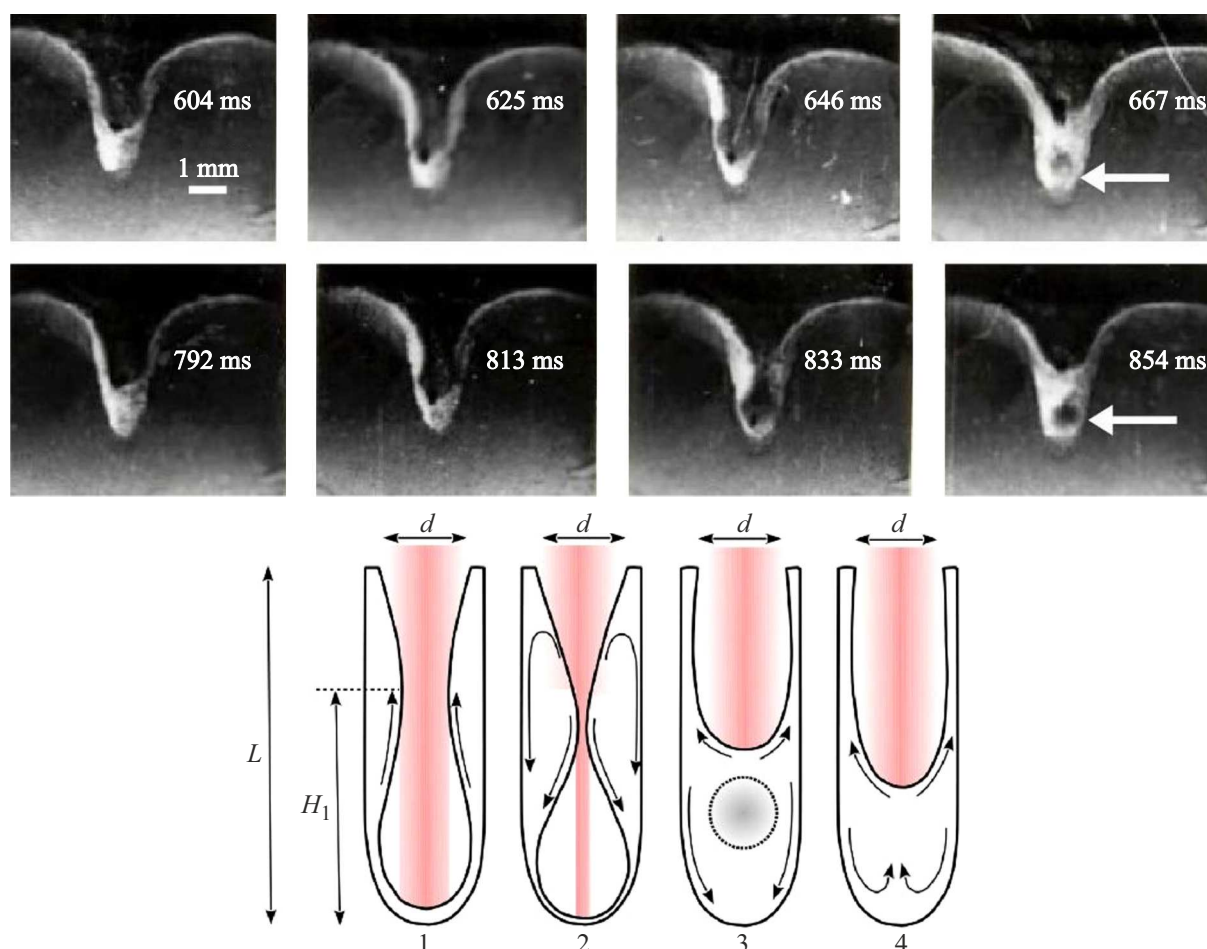


Рис. 8. Фотоизображения и схема капиллярно-волновых колебаний расплава в канале проплавления парафина с захватом газового пузырька [25-27].

что вызывает там локальный отрыв вязкого подслоя от границы плавления, т. е. локальное нарушение сдвиговой структуры потока. В месте отрыва вязкого подслоя появляется возвратное пристеночное течение, которое перемещает излишнюю массу на дно канала и позволяет повторное прилипание вязкого подслоя у горловины канала. Перемещенная масса вызывает отрыв вязкого подслоя на дне канала. По этой причине и из-за „эффекта ножниц“ в корневой части канала наблюдается максимальная амплитуда колебаний расплавленного слоя, достигающая 30 %–40 % от глубины L . При этом возможны кратковременные чередующиеся коллапсы канала с захватом газового пузырька, происходящие при касании гребней волн с противоположных стенок канала в верхней его части (рис. 8).

Подобные капиллярно-волновые колебания в технологических процессах могут быть ответственными за нестабильность канала с нежелательной генерацией пор, что признается основной проблемой режима ГП. Это определяет практическую важность исследований 2-й стадии эволюции канала. Раскачка капиллярных волн происходит в результате ТК неустойчивости [46–48].

При флуктуационном ТК движении расплава вдоль свободной поверхности в силу его несжимаемости появляется движение жидкости в поперечном направлении, что приводит к появлению на поверхности расплава возвышений и впадин. Так как в расплавленном слое имеется постоянный отрицательный поперечный градиент температуры, то на возвышениях температура поверхности увеличивается, а в области впадин уменьшается, создавая предпосылки для ТК раскачки капиллярных волн.

В [32] продемонстрировано, что резонансное усиление капиллярных колебаний на 2-й стадии эволюции, используя подбор частоты модулированного излучения лазера, можно использовать для повышения эффективности сверления металлов. В [26,27] установлены основные закономерности генерации пор в реальных технологических процессах с режимом ГП и получено условие прекращения генерации пор, которое определяет положение технологического окна в системе координат основных операционных параметров. Результаты указывают на возможность прогноза технологического окна и представляют научный фундамент для совершенствования технологий.

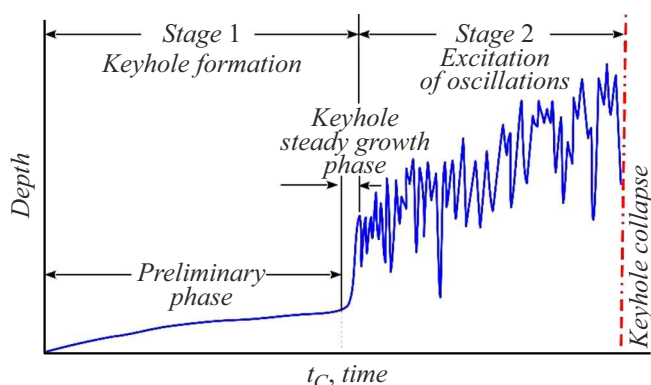


Рис. 9. Анализ эволюции канала проплавления в титановом сплаве при точечном воздействии лазерного излучения (по результатам эксперимента [43]).

3-я стадия связана с окончательным, финишным коллапсом канала в результате затекания, что сопровождается замыканием линий тока и формированием устойчивой рециркуляции расплава [19,20,45]. Затекание канала в парафине занимает достаточно продолжительное время, что облегчает наблюдение этой стадии. В металлах, из-за их малой вязкости, коллапс происходит очень быстро, затрудняя наблюдение. В [43] для наблюдения эволюции канала в металле применена высокоскоростная синхротронная (рентгеновская) визуализация. Полученная кривая эволюции представлена на рис. 9. На ней отчетливо выделяются первые две стадии.

На 1-й стадии явно выделяется предварительная фаза (*preliminary phase*) медленного плавления и последующая фаза быстрого роста канала (*keyhole steady growth phase*), что соответствует представленному в разд. 4 (рис. 5, *d*) анализу формирования ТК сдвигового потока. Затем 1-я стадия формирования канала (*keyhole formation*) переходит во 2-ю стадию с возбуждением колебаний расплава в канале (*excitation of oscillations*). На этом отслеживание эволюции канала прекращается по неизвестной причине. При этом авторы не сообщают ни о принудительном выключении лазерного источника, ни о возможном быстром коллапсе канала проплавления на 3-й стадии его эволюции. Можно предположить, что внезапная „потеря“ объекта наблюдения вызвала затруднения в интерпретации причин. С учетом результатов эксперимента [45] (разд. 5, рис. 7), подобное прекращение отслеживания кривой эволюции может быть следствием быстрого коллапса канала (*keyhole collapse*) на 3-й стадии.

Аналогичное затруднение отмечается в экспериментах [49] по реконструкции эволюции канала в нержавеющей стали при воздействии лазерного импульса с нарастающим фронтом (рис. 10). Результаты показали резкий разрыв, разделяющий кривую эволюции канала на две части L_1 и L_2 . Первая часть L_1 воспроизводит 1-ю стадию формирования канала с явно выделяющимися двумя ее фазами (медленного плавления и быстрого

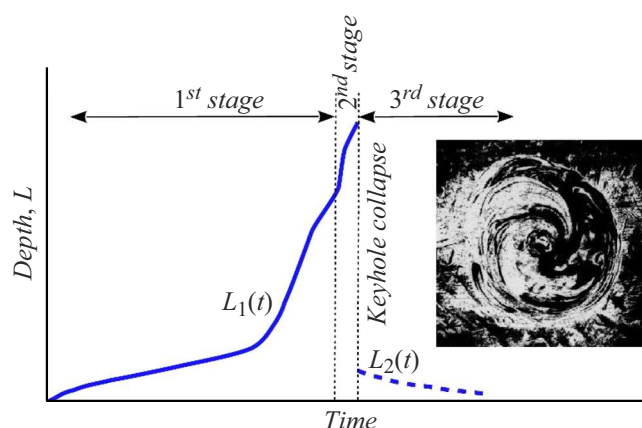


Рис. 10. Анализ данных эксперимента [49]. Эволюция канала проплавления в нержавеющей стали при точечном воздействии лазерного импульса с нарастающим фронтом. Поперечный шлиф со следами спиралевидных потоков расплава в горловине канала проплавления.

роста канала) и очень краткую 2-ю стадию эволюции, состоящую всего лишь из одного колебательного цикла. После этого, в момент достижения максимальной энергии в импульсе, происходит резкий разрыв кривой эволюции, продолжение которой показано пунктиром с обозначением L_2 . Комментариев разрыва кривой эволюции канала нет, как и в [43], по-видимому, из-за тех же затруднений с интерпретацией быстрого коллапса канала.

Понять механизм коллапса помогают представленные в [49] фотографии поперечных шлифов зоны плавления со следами кристаллизации спиралевидных потоков от образовавшейся при коллапсе сливной воронки в области кривой L_2 (рис. 10). Спиралевидный характер потоков объясняет движение волны потемнения справа налево (подобно „шторке“) при фронтальной видеорегистрации в [19,45] и мгновенное исчезновение изображений канала по всей его высоте в эксперименте [43]. При такой „потере“ объекта наблюдения эту стадию эволюции канала невозможно отобразить непрерывной линией $L(t)$. Поэтому в [43] кривая $L(t)$ просто прерывается, в [49] изображается в виде ее разрыва и разделением на две части, а в [47] (рис. 7) прерывание $L(t)$ сочетается с заштрихованной областью.

7. Оценка относительных вкладов механизмов при глубоком проплавлении металлов

Для оценки вклада абляционного механизма в перенос расплава воспользуемся уравнением Бернулли для идеальной жидкости (вязкость жидких металлов мала). При доминировании абляционного механизма баланс стати-

ческих давлений в жидкости будет задан равенством

$$\frac{\sigma}{R} + \rho g z = p_{ABL}, \quad (3)$$

где p_{ABL} — абляционное давление паров, σ/R — давление Лапласа, $\rho g z$ — гидростатическое давление, R — радиус кривизны поверхности, g — гравитационная постоянная, z — координата вдоль оси луча. Для оценки членов уравнения (3) воспользуемся данными эксперимента [11], по проплавлению армо-железа электронным пучком мощностью 7.2 kW в вакууме. Достигнута глубина проплавления $L = 20$ mm при аспектном отношении $L/D = 8$. Эксперимент уникален комплексом измерений, включающим величину поверхностного натяжения жидкого железа ($\sigma = 0.42$ J/m²) и давления в канале проплавления ($p_{ABL} = 0.31$ kN/m²), что позволяет оценить каждый член уравнения (3).

1) Давление Лапласа составляет $\sigma/R \approx 3.6\text{--}4.2$ kN/m² при измеренном значении поверхностного натяжения $\sigma = 0.42$ J/m² и радиусе канала $r \approx 1.0\text{--}1.15$ mm (с учетом диаметра расплавленной зоны $D \approx 2.5$ mm при известных значениях $L = 20$ mm и $L/D = 8$).

2) Величина гидростатического давления равна $\rho g L \approx 2$ kN/m².

3) Давление пара внутри канала (согласно измерениям) составляет $p_{ABL} = 0.31$ kN/m².

Из сравнения величин давлений видно, что измеренное давление в канале на порядок меньше суммы давления Лапласа и гидростатического давления и потому не может обеспечить механическое поддержание канала. Это исключает возможность доминирования абляционного механизма.

Другая возможность оценки вклада абляционного давления появилась с измерениями скорости течения расплава на передней стенке канала проплавления в нержавеющей стали [50]. При диаметре пятна фокусировки лазерного излучения $d = 0.9$ mm и мощности лазера 6, 10 и 14 kW средние значения скорости расплава V составили 7.5, 10.77 и 16.24 m/s соответственно (рис. 11, табл. 1 (поз. 1 и 2)). Соответствующие расчетные значения скорости ТК течения представлены на рис. 11 (в виде заштрихованной области из-за разброса значений свойств нержавеющей стали) и в табл. 1 (поз. 3). Причем расчеты хорошо согласуются с измерениями.

Абляционное давление паров затрачивается не только на механическое поддержание канала, но и на удаление расплава из зоны облучения со значительными скоростями, как показано выше. Поэтому в уравнении (3) к сумме статических давлений следует добавить динамическое давление потока $\rho V^2/2$:

$$\frac{\sigma}{R} + \rho g z + \frac{\rho V^2}{2} = p_{ABL}. \quad (4)$$

Абляционное давление p_{ABL} можно выразить через измеряемую величину скорости потери массы m/t с площади

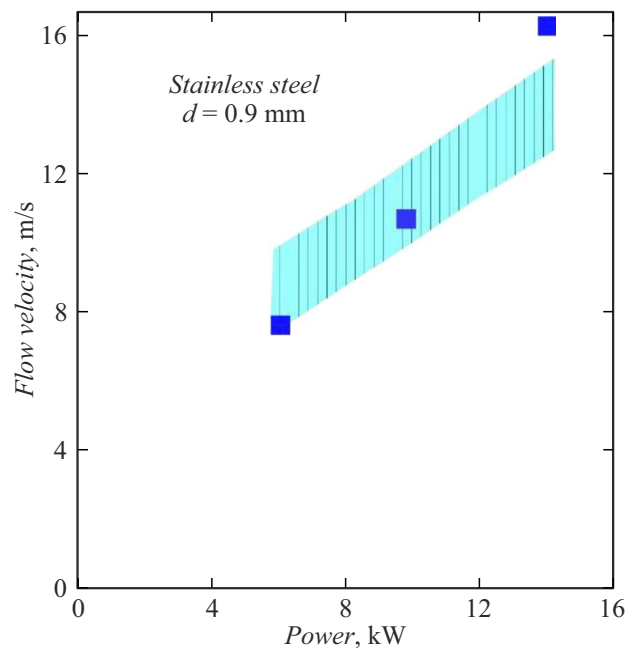


Рис. 11. Изменение скорости течения расплава с ростом мощности лазера. Точки — эксперимент [50], заштрихованная область — расчет по соотношениям (1) и (2).

фокального пятна S . Тогда скорость понижения уровня расплава за счет потери массы будет $V_{ABL} = \frac{m}{S\rho}$. Из условия сохранения массового расхода $\rho_V V_V = \rho V_{ABL}$ (ρ_V , V_V — плотность и скорость потока пара) запишем для давления отдачи пара

$$p_{ABL} = \rho_V V_V^2 = \rho V_{ABL} V_V = \frac{m V_V}{S t}. \quad (5)$$

С учетом (5) уравнение (4) можно записать в измеряемых величинах:

$$\frac{\sigma}{R} + \rho g z + \frac{\rho V^2}{2} = \frac{m V_V}{S t}. \quad (6)$$

Для измеренных значений скорости течения $V = 7.5\text{--}16$ m/s [50] оценка динамического давления составляет $\rho V^2 \approx 225\text{--}1055$ kN/m². Учитывая $\rho_V \sim 1$ kg/m³ [51], получим для скорости истечения паров оценку $V_V = \sqrt{\frac{p_{ABL}}{\rho_V}} \sim 475\text{--}1058$ m/s (табл. 1, поз. 5), что на 1.5–2 порядка превышает обычно регистрируемые в экспериментах значения 10–50 m/s [52,53].

Оценим затраты мощности на испарение. Для механического поддержания давлением пара канала проплавления диаметром ~ 1 mm скорость потери массы в парах, согласно (5), должна оцениваться величиной $\frac{m}{t} = \rho S V_{ABL} = \frac{\rho V_{ABL} \pi d^2}{4} = 350, 540$ и 790 mg/s (табл. 1, поз. 6) при мощности луча 6, 10, 14 kW соответственно. Но такие значения m/t на 1.5–2 порядка превышают типичные экспериментальные данные $\sim 2\text{--}8$ mg/s [51,54]. К тому же высоким скоростям потери массы m/t должны

Таблица 1. Анализ параметров режима ГП по результатам эксперимента [50]

№	Параметры	Условия эксперимента [50]			Эксперименты	
1	Мощность лазера, kW	6	10	14		
	Диаметр пятна фокусировки, mm	0.9				
2	Скорость расплава на передней стенке канала (экспериментальные точки на рис. 11), m/s	7.5	10.77	16.24		
Термокапиллярный механизм (расчет)						
3	Скорость термокапиллярного течения расплава (расчетная область на рис. 11), m/s	7.7–10	10–13	12–15.5		
Абляционный механизм (расчет)						
4	Абляционное давление паров в канале проплавления, kN/m ²	225	460	1055		~ 0.31 [11]
5	Скорость истечения паров, m/s	475	670	1058		10–50 [52,53]
6	Скорость потери массы на испарение, mg/s	350	540	790		2–8 [51,54]
7	Затраты лазерной мощности на испарение, kW	2.191	3.373	4.914	0.5–0.6 [55]	
	Доля затрат лазерной мощности на испарение, %	36	34	35		

соответствовать высокие затраты лазерной мощности на испарение ($m/tH_V = 2.19, 3.373$ и 4.914 kW (H_V — удельная теплота испарения) при мощности лазера 6, 10 и 14 kW соответственно (табл. 1, поз. 7). Такие затраты на испарение составляют 34 %–36 % от полной мощности лазера и на 2 порядка превышают реальные значения $\sim 0.5\%$ – 0.6% , подтвержденные измерениями в эксперименте [55] при сварке нержавеющей стали лазером мощностью 10 kW. Заметим, что аномально высокие затраты на испарение ($\sim 40\%$ от мощности лазера) получены также в расчетном примере с использованием абляционного механизма, который представлен в разд. 4.1 монографий [2,38].

Малое избыточное давление паров в канале проплавления подтверждено также измерениями при сварке в вакууме. Например, при сварке Al-сплавов электронным лучом мощностью 1.1–3.85 kW оно составило всего 19–570 Pa [10], а при электронно-лучевой сварке арможелеза и титанового сплава BT1-0 всего 436 и 404 Pa соответственно [12]. Малое давление паров ($\sim 10^2$ Pa) в канале отмечалось и в работе [56] со ссылкой на измерения [57]. В [58] вывод о малом давлении в канале проплавления при сварке лазерным лучом мощностью 25 kW сделан на основании обнаружения в объеме пор защитных газов (Ar, He) [59]. В [60] также отмечается содержание в объеме пор воздуха или защитного газа, в зависимости от состава рабочей среды. Все эти данные ставят под сомнение доминирование абляционного механизма в режиме ГП. При этом измерения давления в канале, свидетельствующие о высоком избыточном давлении паров ($\sim 10^3$ – 10^5 Pa), необходимым для абляционного механизма, не обнаружены.

8. Пороговый переход в режим ГП

Оценки пороговых условий перехода в режим ГП на основе предположения о доминировании абляционного механизма должны исходить из величины деформации поверхности в связи с резким ростом давления отдачи паров при достижении некоторой температуры развитого испарения T^* [44]. По-видимому, впервые аналитическое выражение для пороговой плотности мощности перехода в режим ГП было получено в [61] с использованием подгоночных параметров. Этот подход не позволил продвинуться дальше грубых оценок и не получил развития.

В моделях режима ГП давно используется предположение о насыщении нагрева стенок канала при температуре кипения T_B , которое впоследствии было подтверждено измерениями [39]. Считается, что резкий экспоненциальный рост абляционного давления паров при температуре кипения T_B и является причиной формирования канала проплавления. Таким образом, отождествляются температуры кипения T_B и развитого испарения T^* , что не соответствует численным расчетам температуры на стенках канала. Например, согласно расчетам [31], для глубокого проплавления нержавеющей стали под действием высокого абляционного давления стенки канала должны быть нагреты до температур ~ 4000 – 4200 K, что заметно превышает $T_B \sim 3300$ K.

Температурный критерий порогового перехода в режим ГП при $T = T_B$ нередко используется для оценки пороговой смены режимов плавления по порядку величины. Например, в работах [62,63] этот критерий использован в аналитическом выражении для зависимости пороговой мощности от диаметра пятна d и скорости сканирования луча W , а в работах [64,65] для

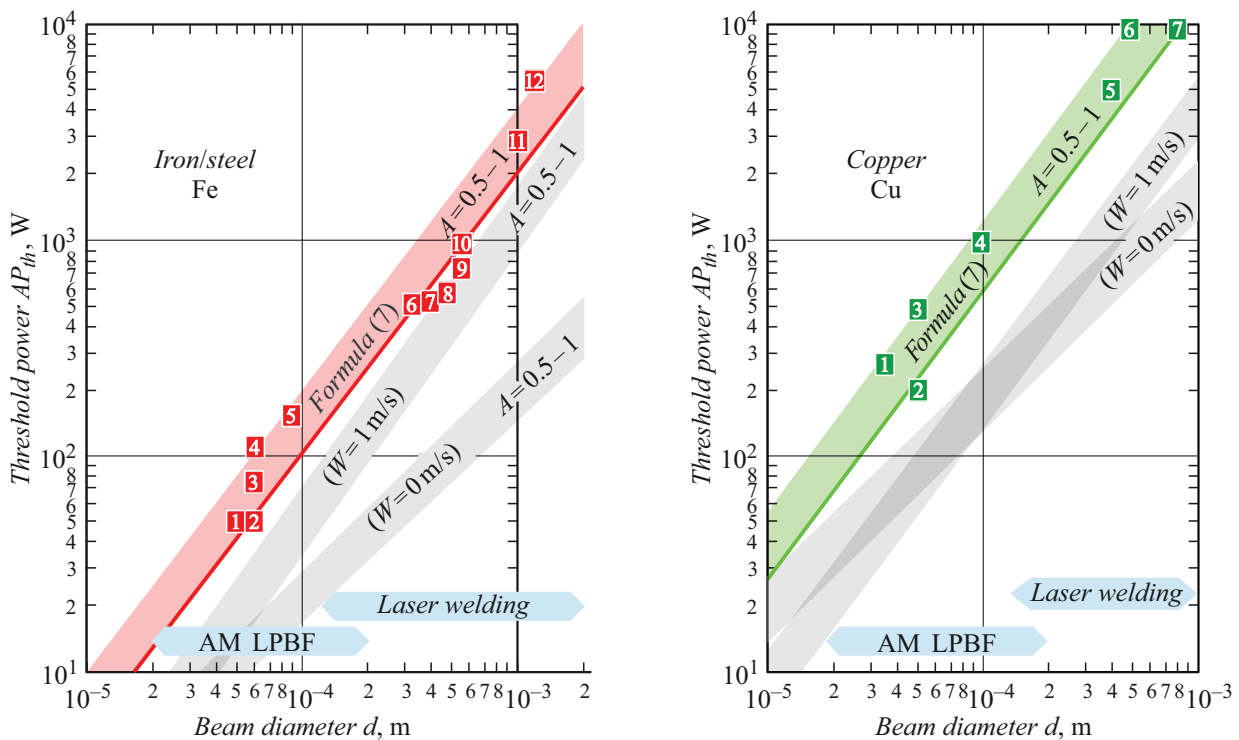


Рис. 12. Изменение пороговой мощности смены режимов плавления Fe и Cu в зависимости от размера пятна фокусировки — сравнение формулы (7) с соотношением, предложенным в [63]. Точки — экспериментальные данные (табл. 2).

определения порогового перехода от объединенных эффектов мощности, скорости и размера пучка. Примечательно, что при этом предполагается пренебрежительно малые потери энергии на испарение, что исключает возможность доминирования абляционного механизма при поддержании стационарной каверны, поскольку, как показано в разд. 7, для этого требуются затраты мощности $\sim 30\%–40\%$ от поглощенной мощности лазера, которыми пренебречь невозможно. Заметим, что температурный критерий $T = T_B$ и предположение о малых потерях энергии на испарение хорошо соответствует ТК механизму формирования канала ГП.

Пороговое условие смены режимов плавления можно определить с помощью ТК механизма, если в уравнении плотности теплового потока (закон Фурье) применить зависимость (2) для толщины сдвигового ТК потока $h = \delta$. Тогда для зависимости поглощенной пороговой мощности от размера пятна фокусировки d получается

$$AP_{th} = \frac{Aq_{th}(d)\pi d^2}{4} = \frac{\lambda(T_B - T_M)\pi d^2}{4\delta} = \frac{\pi\lambda\{d(T_B - T_M)\}^{4/3}(\rho\sigma_T^2/\chi)^{1/6}}{4\eta^{1/2}}. \quad (7)$$

Здесь A — эффективное поглощение излучения каналом, достигающее в режиме ГП значений $A = 0.6–0.9$ [40,41] из-за многократных отражений (как показано на рис. 3).

На рис. 12, 13 представлено сравнение зависимости поглощенной пороговой мощности $AP_{th}(d)$ (7) при эф-

фективном поглощении в интервале $A = 0.5–1$ с экспериментальными данными, полученными на основных конструкционных металлах Fe, Cu, Al, Ti (табл. 2). Сравнение показывает количественное и качественное согласование расчетных результатов с экспериментальными данными в широком интервале изменений d . Подтверждается характер зависимости $AP_{th} \sim d^{4/3}$. Следовательно, корректная характеристика пороговых условий для каждого металла должна включать не только мощность (или плотность мощности), но и размер пятна фокусировки.

На рис. 12 и 13 формула (7) сравнивается с предложенной в [63] аналитической зависимостью пороговой мощности для круглого пятна фокусировки с однородным распределением мощности. Расчеты выполнены для Fe, Cu, Al, Ti при изменении диаметра пятна в широком интервале значений, используемых в технологии лазерной сварки и в аддитивной технологии селективного лазерного плавления порошковых слоев. Расчеты по формуле, предложенной в [63], выполнены для двух скоростей сканирования луча $W = 0$ и 1 м/с, которые показаны серым цветом. Для сравнения использовано 36 экспериментальных точек, полученных в 25 исследованиях. Разброс экспериментальных данных находится в пределах возможного изменения эффективного поглощения $A = 0.5–1$.

Сравнение показывает, что соотношение (7) существенно точнее описывает пороговые условия, чем пред-

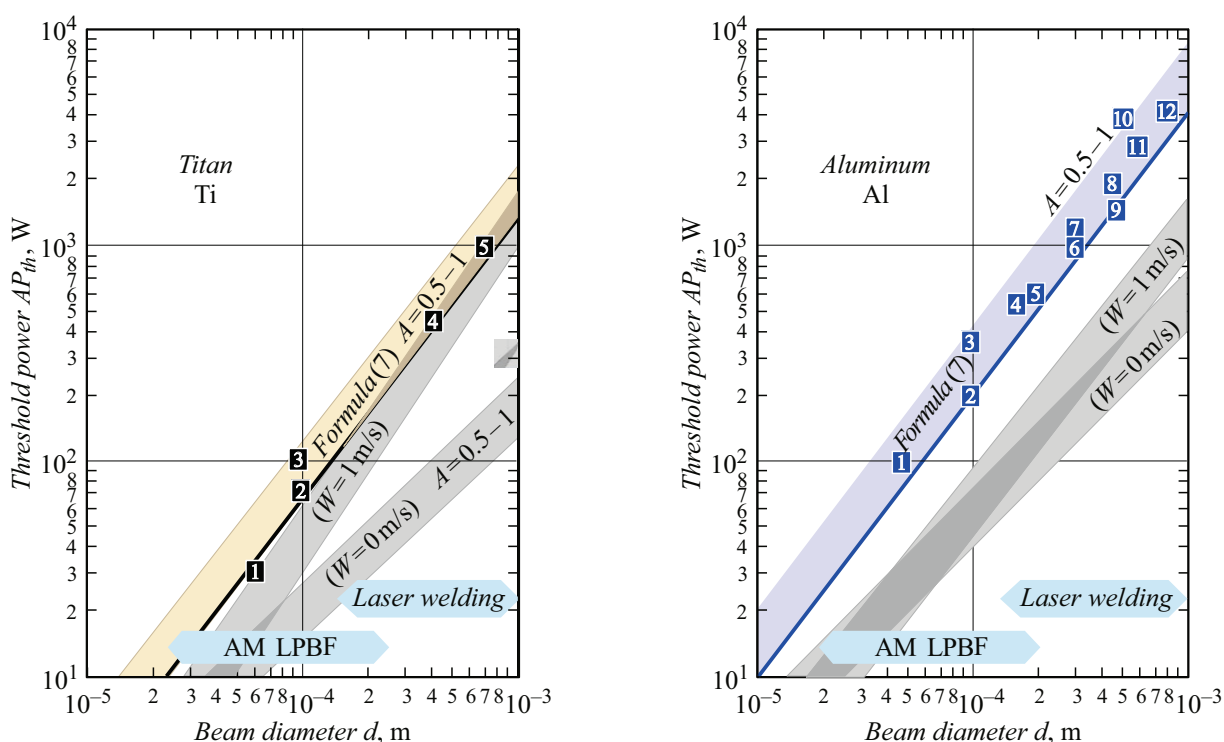


Рис. 13. Изменение пороговой мощности смены режимов плавления Ti и Al в зависимости от размера пятна фокусировки — сравнение формулы (7) с соотношением, предложенным в [63]. Точки — эксперименты согласно табл. 2.

Таблица 2. Соответствие номера точки на рис. 12 и 13 и экспериментов из списка литературы

Железо (сталь)	№ точки	1	2,3,4	5	6	7,9,12	8	10	11
	Эксперимент	[68]	[40]	[67]	[46]	[4]	[68]	[69]	[70]
Медь	№ точки	1	2,3	4	5	6	7		
	Эксперимент	[71]	[72]	[73]	[74]	[75]	[76]		
Титан	№ точки	1	2	3,4	5				
	Эксперимент	[77]	[78]	[43]	[79]				
Алюминий	№ точки	1	2	3–6,8,11	7	9	10	12	
	Эксперимент	[66]	[80]	[81]	[82]	[83]	[84]	[6]	

ложенная в [63] формула. Достаточно высокая точность соответствия расчетов по соотношению (7) с экспериментальными данными подтверждает правильность исходных предположений о причинах порогового перехода в режим ГП. Подтвержденная точность выражения (2) для толщины сдвигового ТК потока позволяет сформулировать требования к шагу расчетной сетки в численных моделях режима ГП.

Зависимость пороговой мощности от поглощения излучения с разной длиной волны иллюстрируют результаты для меди (точки Cu 2 и 3) [72], полученные при воздействии лазерного излучения с длиной волны 515 и 1030 nm. При этом поглощение плоской медной поверхности излучения в зеленом диапазоне спектра

(515 nm) близко к 0.4, в то время как поглощение ИК излучения (1030 nm) составляет около 0.03. Но в результате многократных отражений в канале эффективное поглощение возрастает. Для зеленого излучения (515 nm) величина A приближается к единице, а для ИК излучения к границе $A = 0.5$.

Набегание холодного металла на пучок при высокой скорости сканирования противодействует распространению границы плавления на передней стенке канала проплавления и уменьшает толщину расплавленного слоя. Это является причиной зависимости пороговой мощности от скорости сканирования. Возрастание величины пороговой мощности с ростом скорости сканирования отражают экспериментальные результаты (точки

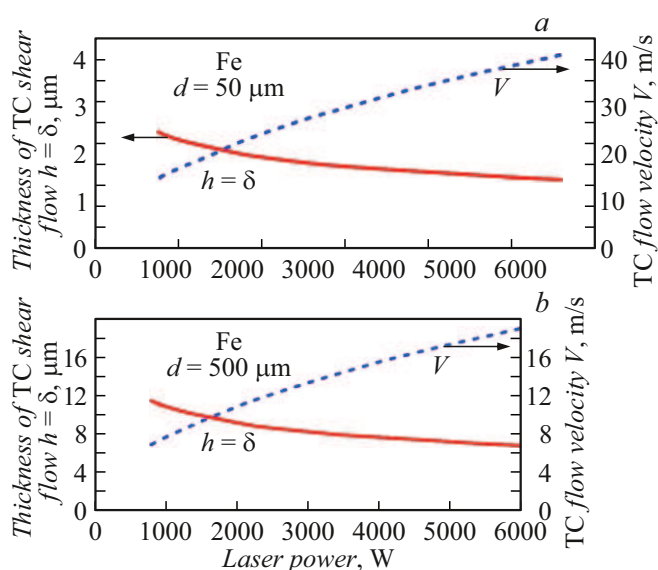


Рис. 14. Расчет, согласно соотношениям (2) и (1) изменения в зависимости от мощности толщины сдвигового ТК слоя ($h = \delta$) и скорости ТК потока при формировании каверны в железе при разной фокусировке излучения, d : а — 50, б — 500 μm .

Fe 2,3,4) [40], полученные на нержавеющей стали при скорости сканирования $W = 100, 500$ и 1500 mm/s.

9. Требования к дискретизации расчетной области и времени при численном моделировании режима ГП

Известно, что на адекватность численного решения влияет не только полнота системы уравнений и граничных условий, описывающих модель, но и соответствие выбранного шага расчетной сетки и шага по времени реальному масштабу физического процесса. Корректное воспроизведение сдвигового ТК потока толщиной $h = \delta$ помимо включения граничного условия действия ТК сил на поверхности расплава и точного определения положения фронта плавления на передней стенке требует физически обоснованного выбора шага расчетной сетки Δx для обеспечения необходимой „разрешающей способности“ модели. При этом шаг сетки должен быть значительно (\sim на порядок) меньше масштаба $\delta = h$, т.е. $\Delta x \leq 0.1h$. Временной шаг Δt должен быть связан с Δx и скоростью ТК потока критерием Куранта–Фридрихса–Леви (КФЛ) $\Delta t \leq \Delta x/V$, где V определяется согласно (1).

Рассмотрим масштабы $h = \delta$ и V и технологический диапазон лазерной мощности, нижняя граница которого определяется пороговым условием (7). В табл. 3 представлены расчетные оценки $AP_{th}(d)$ для двух, отличающихся на порядок, значений d , характерных для

лазерной сварки ($d = 500 \mu\text{m}$) и аддитивной технологии селективным лазерным плавлением ($d = 50 \mu\text{m}$). Верхняя граница технологического диапазона ограничена соответствием изделия стандартам качества. Например, началом нежелательного выплеска и разлета капель. Для типичных условий сварки железа это происходит при $q_{spl} \sim 3 \text{ MW/cm}^2$ [5], т.е. с превышением в ~ 7.5 раз порогового значения $q_{th} = 0.4 \text{ MW/cm}^2$ (при $d = 500 \mu\text{m}$) [4]. Отсюда технологический диапазон можно приблизительно характеризовать отношением $q_{spl}/q_{th} \sim 7.5$. Если принять, что при изменении d величина q_{spl}/q_{th} сохраняется, то для $d = 50 \mu\text{m}$ и соответствующего порогового значения $q_{th} = 1.9 \text{ MW/cm}^2$ примерная оценка верхней границы технологического интервала составит $q_{spl} \sim 14 \text{ MW/cm}^2$. В технологическом диапазоне $q_{spl}/q_{th} \sim 7.5$ (при $d = 50$ и $500 \mu\text{m}$) изменения толщины сдвигового ТК потока ($h = \delta$) в железе и его скорости V представлены на рис. 14 и в табл. 3.

Расчетное поле в пределах пятна облучения $d = 50 \mu\text{m}$ должно иметь не менее $d/\Delta x \geq 10d/h \sim 200\text{--}330$ расчетных узлов, а при $d = 500 \mu\text{m}$ не менее $\sim 420\text{--}720$ узлов. Согласно критерию КФЛ, временной шаг не должен превышать $\Delta t \leq \Delta x/V$. Изменения $V(P)$ для двух значений d представлены на рис. 14 и в табл. 3. С учетом этих расчетных данных шаг сетки и временной шаг оказываются в нанометровом и в наносекундном диапазонах. Следовательно, для решения требуются большие вычислительные мощности. Так, расчеты [32], указывающие на возможность формирования каверны при незначительном испарении, под доминирующим влиянием ТК механизма, получены на одном из крупнейших суперкомпьютеров мира.

Представленная методика позволяет проанализировать корректность дискретизации расчетной области в тех численных моделях режима ГП, которые содержат информацию о расчетной сетке. Отметим, что выбор шага сетки и временного шага, как правило, физически не обосновывается. Крайне редки исследования результатов на сеточную независимость. Представленная методика дает возможность преодолеть эти затруднения в оценке корректности настройки „разрешающей способности“ каждой численной модели.

Анализ дискретизации расчетных моделей продемонстрируем на примерах шести моделей с представленной информацией о расчетной сетке [28–31, 85–87].

В [28, 29] при моделировании проплавления стали лазерным излучением с $d = 0.5 \text{ mm}$ использован временной шаг $\Delta t = 1 \mu\text{s}$. Как показано в табл. 3, при $d = 0.5 \text{ mm}$ предельное значение временного шага в соответствии с критерием КФЛ должно быть в интервале $\Delta t = 0.037\text{--}0.17 \mu\text{s}$. Использование слишком крупного шага расчетной сетки $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ не может обеспечить адекватность воспроизведения ТК механизма. Действительно, полученные значения скорости потока $V \sim 1\text{--}2 \text{ m/s}$ (при мощности $P = 4 \text{ kW}$ и $d = 0.5 \text{ mm}$)

Таблица 3. Параметры дискретизации расчетной области моделирования режима ГП для железа при двух значениях пятна фокусировки d

Диаметр пятна фокусировки $d, \mu\text{m}$	500	50
Пороговая мощность AP_{th}, W (расчет)	800	37
Пороговая плотность мощности $Aq_{th}, \text{MW/cm}^2$ (расчет)	0.4	1.9
Технологический диапазон плотности мощности $q, \text{MW/cm}^2$ (оценочно, $q_{spl}/q_{th} \approx 7.5$)	$0.4 \rightarrow 3$	$1.9 \rightarrow 14$
Толщина $h = \delta$ сдвигового потока (расчет), μm	$11.5 \rightarrow 7$	$2.5 \rightarrow 1.5$
Скорость ТК течения V (расчет), m/s	$7 \rightarrow 19$	$15 \rightarrow 41$
Оценка шага сетки $\Delta x \sim 0.1 \sim h, \mu\text{m}$	$\leq 1.2 \rightarrow 0.7$	$\leq 0.25 \rightarrow 0.15$
Оценка временного шага по критерию КФЛ $\Delta t \sim \Delta x/V, \text{ns}$	$\leq 170 \rightarrow 37$	$\leq 17 \rightarrow 3.7$

на порядок меньше расчетного для тех же условий значения по соотношениям (1) и (2) $V = 15.5 \text{ m/s}$.

В статье [30] при моделировании лазерного проплавления стали ($d = 0.3 \text{ mm}$) использована расчетная сетка с шагом $20 \mu\text{m}$, что на порядок превышает рекомендованную для адекватного воспроизведения ТК механизма величину $\Delta x \sim 0.1 \sim h = 0.82 \mu\text{m}$ ($h = \delta = 8.2 \mu\text{m}$). Поэтому воспроизведение ТК потока в [30] невозможно, а вывод о якобы незначительном влиянии потока Марангони на формирование каверны по сравнению с абляционным механизмом несостоятелен.

В работе [31] моделируется лазерное проплавление стали ($d = 0.5 \text{ mm}$) с использованием неоднородной сеточной системы 202×252 точек для расчетной области размером $5.0 \times 6.25 \text{ mm}$ (средний шаг $\sim 25 \mu\text{m}$). Минимальный пространственный шаг сетки не сообщается, но указан минимальный временной шаг $\Delta t \sim 1 \mu\text{s}$, который на порядок превышает рекомендованные значения в интервале $\Delta t \leq 0.17 - 0.037 \mu\text{s}$ (табл. 3). Таким образом, используемая в [31] дискретизация времени и пространственной области не может обеспечить адекватный расчет.

В [85] моделируется точечное проплавление сплава Инконель 625 лазерным импульсом мощностью $P = 700 \text{ W}$ при фокусировке в пятно $d = 205 \mu\text{m}$ ($q = 2.1 \text{ MW/cm}^2$). Используется пространственная сетка из треугольных элементов с локальным уменьшением шага до $2 \mu\text{m}$. Согласно (2), толщина сдвигового ТК потока соответствует $h = \delta \sim 5 \mu\text{m}$, т.е. используемый в расчетах минимальный шаг $2 \mu\text{m}$ всего в 2.5 раза меньше толщины ТК потока, что недостаточно для точного численного воспроизведения потока. Применяемый в модели наименьший временной шаг равен $1 \mu\text{s}$, что более чем на порядок превышает рекомендуемое значение. Действительно, из (1) следует, что величина скорости ТК потока равна $V = 13.4 \text{ m/s}$, а по критерию КФЛ временной шаг не должен превышать $\Delta x/V = 0.037 \mu\text{s}$. Следовательно, применяемая в [85] дискретизация не

может обеспечить адекватное воспроизведение ТК потока.

Авторы [86] представили модель вычислительной гидродинамики процесса селективного лазерного плавления в режиме ГП с имитацией нестабильной каверны и порообразования. Расчеты проплавления нержавеющей стали выполнены с шагом расчетной сетки $\Delta x = 4 \mu\text{m}$. При $d = 45 \mu\text{m}$ толщина сдвигового ТК потока составляет $h = \delta \sim 2 \mu\text{m}$, т.е. рекомендованный шаг сетки составляет $\Delta x \sim 0.1h = 0.2 \mu\text{m}$ или в ~ 20 раз меньше используемой величины $\Delta x = 4 \mu\text{m}$, т.е. используемый в [86] шаг сетки не может обеспечить адекватное воспроизведение сдвигового ТК потока на передней стенке каверны.

В [87] представлена модель аддитивного процесса селективным лазерным плавлением стали AISI H13 в режиме глубокого проплавления при фокусировке излучения в пятно диаметром $50 \mu\text{m}$. Для определения надежности численной модели и подходящего размера сетки проведен анализ сходимости сетки при изменении размера расчетных ячеек от 3 до $10 \mu\text{m}$. По результатам исследований сетки на сходимость был выбран размер $4.5 \mu\text{m}$. Однако, как следует из табл. 3, при $d = 50 \mu\text{m}$ толщина ТК потока не превышает $h = \delta \sim 2.5 - 1.5 \mu\text{m}$, а физически обоснованный шаг сетки составляет всего $\Delta x \sim 0.1h = 0.25 - 0.15 \mu\text{m}$. Следовательно, расчеты в [87] выполнены при шаге сетки, в 20–30 раз превышающем рекомендованные значения, и потому не могут адекватно отражать гидродинамические процессы.

Приведенные примеры иллюстрируют типичную погрешность современных моделей режима ГП, связанную с использованием шага расчетной сетки, значительно превышающего максимально допустимую величину для адекватного воспроизведения сдвигового ТК потока. Результатом погрешности является недооценка вклада ТК механизма и переоценка вклада абляционного механизма и, как следствие, неверные результаты CAD-инжиниринга.

10. Генерация пор нестабильным каналом при сканировании луча

Эволюцию канала проплавления при воздействии неподвижного непрерывного излучения целесообразно разделить на три стадии, отличающиеся спецификой гидродинамических процессов (разд. 2, 6). При сканировании луча со скоростью W первые две стадии распределяются в пределах пятна облучения d и времени воздействия d/W . При этом для поддержания глубокого канала необходимо исключить последнюю, третью стадию с затеканием и исчезновением канала. Для этого скорость сканирования не должна быть слишком малой, а время воздействия d/W слишком большим. Набегание на луч холодного металла создает асимметрию канала, формирование которого (1-я стадия эволюции) соответствует процессам плавления на передней стенке. Колебания в канале (2-я стадия) соответствуют процессам в корне канала проплавления. Они описаны в работах [19,20,25–27] и приводят к генерации нежелательных пор (рис. 15), которые являются концентраторами напряжений и существенно снижают срок службы деталей при динамично изменяющихся нагрузках. Устранение таких пор важно в изделиях ответственного назначения. Особенно при их аддитивном производстве селективным плавлением металлических порошков лазерным или электронным пучком, когда устранение пор позволяет достигать не только максимальной плотности, но и повышенной прочности изделий из-за высоких температурных градиентов и скоростей кристаллизации, способствующих измельчению зерна и изменению микроструктуры металла.

Разработка технологий, исключающих появление пор, является сложной задачей. Для ее решения методом проб и ошибок требуется выполнить порядка сотни технологических проб, затратив время около года, при значительных волевых усилиях и труднопредсказуемом результате. Попытки сократить время и усилия с помощью численного моделирования привели к публикациям большого количества моделей, что, однако, не позволило

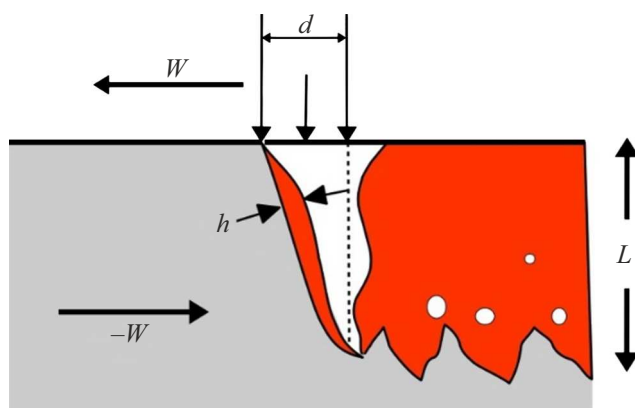


Рис. 15. Колебания расплавленного слоя в канале проплавления приводят к колебаниям его корневой части и порообразованию.

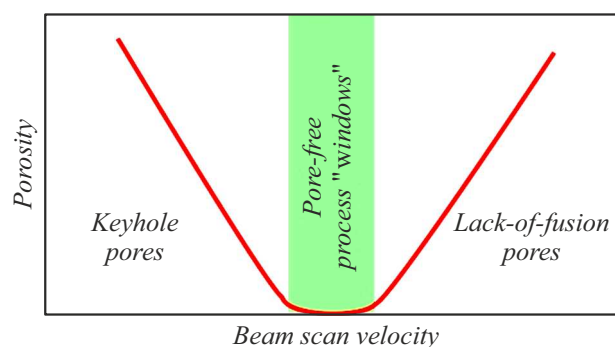


Рис. 16. Типичная тенденция изменения пористости от скорости сканирования и технологическое «окно» без образования пор.

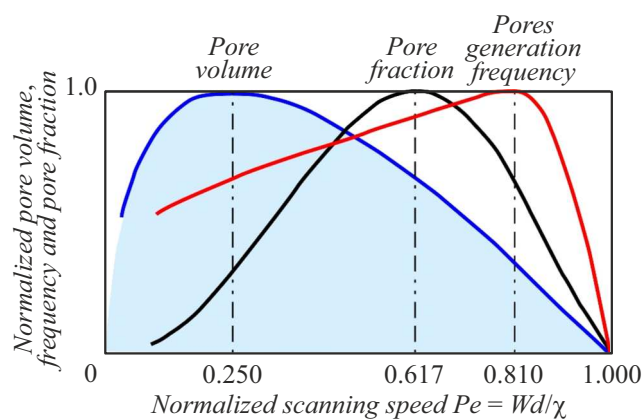


Рис. 17. Влияние скорости сканирования W на изменение объема пор $Vol(W)$, частоты генерации пор $f(W)$ и параметра пористости $G(W)$ [26,27]. Все величины нормализованы по их максимальным значениям.

пока воспроизвести в расчетах основные тенденции порообразования.

Скорость сканирования луча W называют наиболее важным фактором, определяющим основные тенденции порообразования. Как отмечается в [88–90], в интервале относительно невысоких значений W причиной появления пор является нестабильность канала (*keyhole pores*), а при высоких значениях W — дефицит расплава (*lack-of-fusion pores*) (рис. 16). Между этими двумя интервалами W находится технологическое окно (*process window*) с прекращением порообразования. Прогноз положения технологического окна на оси W желателен для проектирования технологии (CAD-инжиниринга). Интерпретация типичной тенденции изменения пористости в зависимости от W , основанная на генерации пор возбуждением в канале капиллярных волн, позволила получить зависимости для изменения параметров порообразования (объема пор и частоты их генерации, сводного параметра пористости) от скорости сканирования [26,27]. Эти зависимости подтверждены сравнением

с данными экспериментов и в нормализованном виде представлены на рис. 17.

Установлено, что все характеристики пористости обращаются в нуль при $W = \chi/d$ (или при числе Пекле $Pe = Wd/\chi = 1$), т.е. условие технологического окна выполняется при $Pe = Wd/\chi = 1$. Определены положения максимумов характеристик пор на оси изменения нормализованной скорости сканирования $Pe = Wd/\chi$. Объем пор $Vol(W)$ максимален при $Pe = 0.25$, а частота появления пор $f(W)$ при $Pe = 0.81$. Содержание пор в практической деятельности удобно оценивать через изменение плотности $G = 1 - \rho_0/\rho_n$, где ρ_0 — измеренная плотность после плавления, ρ_n — номинальная плотность. Такой показатель пористости пропорционален произведению объема пор на частоту появления пор $G \sim f(W)Vol(W)$ и характеризуется положением максимума при $Pe = 0.617$.

Генерация пор капиллярными волнами (*keyhole pores*) возможна при положительном балансе расплавленной массы ($h(W) > 0$), когда скорость сканирования соответствует числу Пекле $Pe = Wd/\chi < 1$ (или $W < \chi/d$). Если скорость W высока и соответствует $Pe > 1$ (т.е. $W > \chi/d$), наблюдается дисбаланс расплава в корневой части канала, вызывающий появление пустот из-за дефицита расплава (*lack-of-fusion pores*). Скорость $W = \chi/d$ (или $Pe = 1$) соответствует технологическому „окну“ с прекращением образования пор (рис. 16), которое в принципе можно прогнозировать с необходимой точностью и использовать в проектировании технологии, включая цифровое CAD-проектирование.

11. Электрокапиллярное ускорение ТК потока расплава при ГП металлов

Выше мы показали, что ТК механизм обеспечивает адекватную связь между физическими процессами в режиме ГП и гидродинамическим потоком. Наряду с этим, ТК механизм не раскрывает природу синергетического эффекта при гибридном лазерно-дуговом воздействии [34] и причину эмпирически наблюдаемых корреляций глубины проплавления с давлением окружающей среды, характеристиками приповерхностной плазмы, сигналом эмиссионного тока [35], направленностью и напряженностью внешнего электрического поля [36]. По-нашему мнению, этот пробел может быть устранен учетом возможного ускорения потока электрокапиллярными (ЭК) силами, обусловленными зависимостью поверхностного натяжения от электрического потенциала $\sigma(\varphi)$, неоднородно распределенного вдоль поверхности. В [37] даны базовые представления о физическом механизме ЭК ускорения расплава в процессе ГП металлов мощным лазерным излучением.

Переход в режим ГП сопровождается появлением в пятне облучения лазерно-индуцированной плазмы и контакта „расплав-плазма“ с образованием двойного электрического слоя (ДЭС). Благодаря локальности лазер-

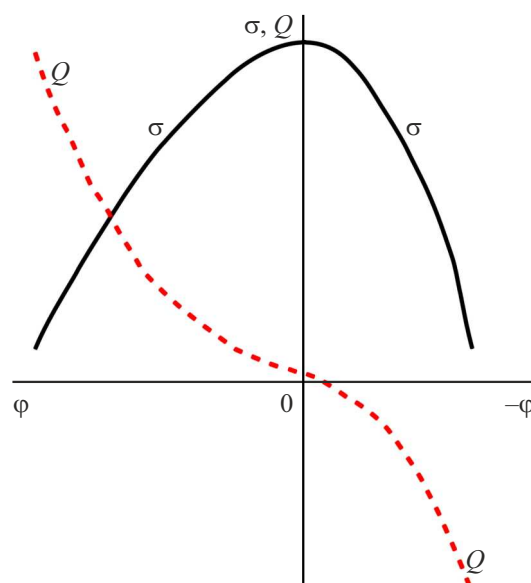


Рис. 18. Типичный вид ЭК кривой $\sigma(\varphi)$ и изменения удельного заряда $Q(\varphi)$.

ного воздействия, это создает на поверхности расплава неоднородные распределения электрического заряда и потенциала, вызывающие ЭК эффект (из-за зависимости поверхностного натяжения от электрического потенциала $\sigma(\varphi)$), что приводит к появлению тангенциальных ЭК сил. Образованию плазмы и ДЭС способствует термоэмиссионные процессы. Термоэлектронная эмиссия характеризуется плотностью тока, согласно формуле Ричардсона–Дешмана $j_e = A_R T^2 \exp(-\omega/kT)$, где ω — работа выхода электрона из поверхности расплава, k — постоянная Больцмана, A_R — термоэмиссионная постоянная. Для железа ($\omega = 4.31$ eV) при характерной для режима ГП температуре кипения величина эмиссионного тока равна $j_e = 0.33$ A/mm². Вследствие ухода электронов на поверхности со стороны расплава индуцируются положительные заряды, которые электростатически удерживают часть электронов над поверхностью, образуя разделение зарядов ДЭС. Собственное электрическое поле ДЭС противодействует выходу электронов с поверхности расплава и стимулирует эмиссию положительных ионов с плотностью тока, согласно формуле Ричардсона–Смита $j_i = A_P T^2 \exp(-\omega_P/kT)$, где A_P — константа, ω_P — работа выхода положительного иона из расплава. Совместная термоэмиссия электронов и положительных ионов образует общий эмиссионный ток, равный сумме разнонаправленных токов эмиссии электронов и ионов $J = S \cdot j = S(j_e - j_i)$, где S — площадь пятна облучения. Нулевое значение общего тока J наблюдается при $j_e = j_i$ и удельном заряде $Q = 0$, соответствующем максимуму ЭК кривой (рис. 18).

Наложение внешнего электрического поля с напряженностью E изменяет потенциальный барьер выхода электронов и плотность эмиссионного то-

ка согласно формуле Ричардсона–Дешмана с поправкой Шоттки $j_e = A_R T^2 \exp[-(\omega - \Delta\omega)/kT]$, где $\Delta\omega = e(eE/4\pi\epsilon_0)^{1/2}$ — поправка Шоттки, e — заряд электрона, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m — электрическая постоянная. Если направление поля E совпадает с направлением поля ДЭС, то повышение потенциального барьера выхода электронов приводит к уменьшению j_e . Этим облегчается эмиссия положительных ионов и увеличивается плотность ионного тока j_i . Внешнее поле E , усиливающее поле ДЭС, должно вызывать концентрацию на поверхности (со стороны расплава) отрицательного заряда. Ослабление поля ДЭС внешним полем E приводит к концентрации на поверхности расплава положительного заряда. Таким образом, внешнее поле позволяет управлять зарядом на расплавленной металлической поверхности, что можно использовать для управления ЭК эффектом и гидродинамическими процессами при ГП.

Рассмотрим ЭК эффект в виде течений, вызванных градиентом поверхностного натяжения σ . Зависимость $\sigma(\varphi)$ отображается ЭК кривой с максимумом при $\partial\sigma/\partial\varphi = 0$ с потенциалом нулевого заряда, что соответствует нулевому общему току $J = S \cdot j = S(j_e - j_i) = 0$ (рис. 18). На правой ветви ЭК кривой $\varphi < 0$ и выполняется $\partial\sigma/\partial\varphi > 0$. Левой ветви ($\varphi > 0$) соответствует $\partial\sigma/\partial\varphi < 0$. Из теории ЭК явлений известно уравнение Липпмана $\partial\sigma/\partial\varphi = -Q$, устанавливающее для заданного потенциала φ , взятым с обратным знаком, соотношение между наклоном ЭК кривой и зарядом Q , приходящимся на единицу площади поверхности. Для правой ветви ЭК кривой $Q < 0$, для левой ветви $Q > 0$. Тогда зависимость глубины проплавления от смены полярности E (знака Q) может отражать несимметричность ЭК кривой относительно оси σ ($\varphi = 0$) с условием для двух ее ветвей $|\partial\sigma/\partial\varphi|_{\varphi, Q>0} < |\partial\sigma/\partial\varphi|_{\varphi, Q<0}$.

Любое увеличение плотности заряда, положительное или отрицательное, приведет к уменьшению поверхностного натяжения. Такое поведение может быть объяснено тем фактом, что все заряды на границе раздела оказывают друг на друга кулоновские силы отталкивания, направленные касательно свободной поверхности. Следовательно, расширение границы раздела требует меньше энергии, что приводит к снижению поверхностного натяжения с ростом потенциала

При воздействии на металлы сфокусированного лазерного излучения в режиме ГП температура и электрический потенциал в пятне облучения должны изменяться вдоль поверхности металла, убывая от максимальных значений в центре пятна к нулю на периферии ($\partial T/\partial r < 0$, $\partial\varphi/\partial r < 0$). При этом поверхностное натяжение будет, наоборот, увеличиваться, так как $\partial\sigma/\partial T < 0$, $\partial\sigma/\partial\varphi < 0$. Помимо ТК потоков, возникают ЭК потоки, поскольку имеется несбалансированный тангенциальный градиент поверхностного натяжения, создаваемый тангенциальным градиентом напряжения, который, в свою очередь, является результатом ненулевой тангенциальной составляющей электрического поля.

В общем случае переменные T и φ являются зависимыми, хотя их взаимосвязь пока не установлена. Для упрощения задачи будем рассматривать частный случай независимых переменных T и φ . Тогда баланс сил на поверхности запишем как

$$\eta \frac{\partial V_r}{\partial z} = -\frac{\partial\sigma(T, \varphi)}{\partial r} = -\frac{\partial\sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{\partial\sigma}{\partial\varphi} \frac{\partial\varphi}{\partial r}, \quad (8)$$

где $-\partial\sigma/\partial T = \gamma > 0$ — температурный коэффициент поверхностного натяжения, η — динамическая вязкость, V_r — тангенциальная скорость течения расплава, r и z — координаты тангенциально к поверхности и по нормали. Так как термически и электрически индуцированные члены $(\partial\sigma/\partial T)(\partial T/\partial r)$ и $(\partial\sigma/\partial\varphi)(\partial\varphi/\partial r)$ входят в баланс (8) с одинаковыми знаками, то ЭК силы всегда (независимо от знака Q) направлены на ускорение ТК потока. Учитывая $\partial\sigma/\partial\varphi = -Q$ и $\partial\varphi/\partial r = -E_T$, (8) перепишем в виде

$$\eta \frac{\partial V_r}{\partial z} = \gamma \frac{\partial T}{\partial r} - QE_T. \quad (9)$$

В соответствии с законом Гаусса поверхностная плотность заряда Q связана с нормальной составляющей напряженности электрического поля E_z соотношением $Q = 2\epsilon_0 E_z = 2\epsilon_0(E_N + E_D)$, где E_N и E_D — нормальные составляющие напряженности внешнего поля и поля ДЭС соответственно (полагаем, что $E_N, E_D = \text{const}$). Тангенциальная составляющая поля E_T определяется разностью потенциалов с максимумом φ_{\max} в центре пятна облучения диаметром d и нулевым значением ($\varphi = 0$) на периферии. Для E_T имеем оценочно: $E_T \approx -2\varphi_{\max}/d$. Тогда (9) примет вид

$$\eta \frac{\partial V_r}{\partial z} \cong \gamma \frac{T_B - T_M}{d} + 4\epsilon_0(E_N + E_D) \frac{\varphi_{\max}}{d}. \quad (10)$$

Для скорости термически и электрически индуцированного сдвигового течения (характерного для режима ГП) с вязким подслоем толщиной $\delta < d$ из (10) получим оценку

$$V_r \cong \frac{\delta}{\eta d} \{ \gamma(T_B - T_M) + 4\epsilon_0(E_N + E_D)\varphi_{\max} \}. \quad (11)$$

Формула (11) устанавливает связь между термоэмиссионными, электрокапиллярными и гидродинамическими процессами в режиме ГП. Согласно (11), электродинамические характеристики на границе „металл-плазма“ влияют на ускорение ТК течения расплава в пятне облучения и, как следствие, на увеличение глубины проплавления. В режиме ГП оценка скорости ТК потока при $d = 0.5$ mm и характерных значениях $\delta \sim 10$ μ m составляет $V_r \sim 10$ m/s [50]. На такую же величину может возрасти скорость потока за счет ЭК эффекта при соизмеримости ТК и ЭК компонент в (11), что косвенно подтверждает наблюдаемое в [36] увеличение на 85 % глубины проплавления стали излучением лазера при наложении внешнего электрического поля. Согласно (10)

и (11), соизмеримость ТК и ЭК эффектов достигается при $4\epsilon_0(E_N + E_D)\varphi_{\max} \approx \gamma(T_B - T_M)$. Оценивая для конструкционных металлов $\gamma(T_B - T_M) \approx (0.2-0.6)V/m$, для соизмеримости эффектов получим приблизительно $(E_N + E_D)\varphi_{\max} \approx \gamma(T_B - T_M)/4\epsilon_0 \approx 10^{10} \text{ V}^2/\text{m}$.

Согласно (11), механизм корреляций глубины проплавления с характеристиками приповерхностной плазмы и сигналом эмиссионного тока [35] можно рассматривать как результат изменений скорости ЭК потока с флуктуациями поля ДЭС и максимального значения электрического потенциала на поверхности металлического расплава.

Следует отметить, что при электронно-лучевом воздействии общий ток в зоне облучения включает, помимо общего эмиссионного тока $S \cdot (j_e - j_i)$, ток установки $S \cdot j_b$ и составляет $J = S \cdot j = S \cdot (j_e - j_i - j_b)$. Высокий ток электронно-лучевой установки $S \cdot j_b > S \cdot (j_e - j_i)$ обеспечивает дополнительный поток отрицательного заряда в поверхность металла, способствуя эффективному ЭК ускорению гидродинамических потоков и увеличению глубины проплавления. Аналогичное влияние на плотность поверхностного заряда оказывает дуговой разряд при гибридном лазерно-дуговом воздействии, что может являться причиной синергетического эффекта плавления [34] в виде нарушения аддитивности теплового воздействия излучения и дуги на металл. При этом энергия, используемая на его плавление, может более чем в два раза превышать сумму соответствующих энергий, выделяющихся в металле при использовании каждого отдельно взятого источника тепла с соответствующим увеличением эффективного КПД процесса обработки. Представленный механизм позволяет физически интерпретировать наблюдаемые в экспериментах корреляции характеристик ГП с термоэмиссионными и электрокапиллярными явлениями и указывает направление дальнейших исследований по совершенствованию и моделированию лазерных технологических процессов.

Заключение

Кратко сформулируем важнейшие проблемы и выводы, на обсуждении которых мы не имели возможности остановиться подробнее и которые, по нашему мнению, необходимо учитывать в дальнейших исследованиях технологического процесса, при разработке технологий, моделировании режима ГП и валидации моделей.

Из представленного разностороннего анализа экспериментов следует, что удаление расплава из зоны облучения контролируется ТК механизмом при незначительном влиянии абляционного механизма, а не наоборот, как принято считать и реализовывать в расчетных моделях. При этом диссипация мощности, поступающей в металл, обеспечивается гидродинамическим потоком расплава. С ростом мощности эту диссипацию обеспечивают гидродинамические механизмы, сменяющиеся в строго определенной последовательности. Для железа

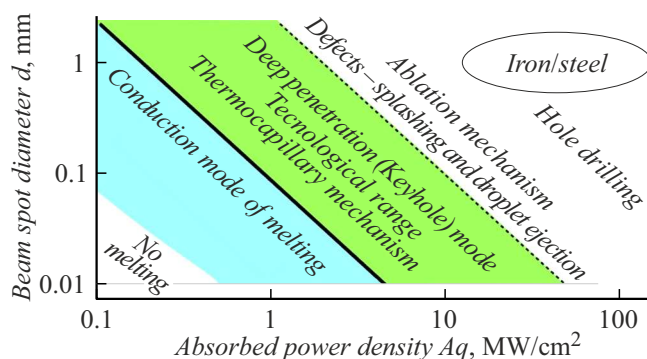


Рис. 19. Последовательность смены гидродинамических механизмов диссипации с ростом плотности мощности, поступающей в железо (сталь).

(стали) такая последовательность смены механизмов схематично представлена на рис. 19.

Этот переход вызван сменой механизма диссипации — переходом от ТК конвекции, характерной для теплопроводностного режима плавления, к ТК формированию канала проплавления в связи с ростом скорости ТК потока. С дальнейшим увеличением мощности и увеличением испарения вклад абляционного механизма становится преобладающим за пределами технологического диапазона. В компьютерных расчетах эта последовательность механизмов диссипации обычно искажена, что, по-видимому, и является причиной неудач воспроизведения гидродинамической картины. Искажение появляется из-за неучета особенности ТК потока в режиме ГП вследствие применения произвольной, физически необоснованной дискретизации области формирования ТК потока и времени. В результате недостаточной „разрешающей способности“ модели „не видят“ ТК поток и его влияние на образование канала. Как следствие, полученные результаты и выводы оказываются искаженными, а валидация моделей предельно упрощенной.

Осмысление роли гидродинамических механизмов ГП неизбежно приводит к требованию более основательной валидации моделей. Для этого можно использовать тестовую компьютерную визуализацию эволюции канала проплавления неподвижным излучением. Адекватная модель должна продемонстрировать три основные стадии эволюции канала (его рост, возбуждение колебаний и коллапс). Специфика ТК потока в режиме ГП определяет характер эволюции канала при длительном воздействии неподвижным излучением с характерной финишной (3-й) стадией затекания и исчезновения канала под действующим излучением. 3-я стадия обычно не представляет интерес для технологических применений, но позволяет явно определить основной гидродинамический механизм в режиме ГП и потому важна для валидации моделей.

Результаты компьютерной визуализации полезно сравнивать с данными рентгеновской визуализации [43] (рис. 9). Для контроля адекватности модели также

важен численный расчет эволюции гидродинамических параметров на начальной стадии плавления (по аналогии с оценочным анализом в разд. 4). Целесообразна сверка расчетной скорости ТК потока с измерениями [50]. Надо отметить, что для корректного воспроизведения ТК потока необходимо применить физически обоснованную дискретизацию расчетной области и времени, что, по-видимому, потребует значительных (суперкомпьютерных) вычислительных ресурсов.

Для моделирования технологических процессов особое значение имеет воспроизведение сдвиговой структуры ТК потока на стадии роста канала (1-я стадия эволюции). Скорость такого потока максимальна на свободной поверхности расплава (формула (1)) и равна нулю на границе плавления. Толщина сдвигового ТК потока (или вязкого подслоя) $h = \delta$ оценивается по формуле (2) и определяется условием равенства скорости деформации свободной поверхности и скорости движения фронта плавления ($V_S = V_M$). Если граница плавления характеризуется температурой плавления T_M , то поверхность „жидкость-газ“, согласно эксперименту [39], нагрета до T_B . Таким образом, в слое расплава существует градиент температур $(T_B - T_M)/h$, определяющий пороговый переход в режим ГП при $Aq_{th}(d) = \lambda(T_B - T_M)/h$. Корректность формулы (2) убедительно подтверждена соответствием расчетов $AP_{th}(d) = Aq_{th}(d)(\pi d^2/4)$ данным 36 экспериментальных точек, полученных в 25 исследованиях для четырех металлов (железо, титан, медь, алюминий) (рис. 12, 13). Это подтверждает, что переход в режим ГП вызван высокой скоростью ТК потока и быстрой деформацией свободной поверхности, поддерживающий сдвиговую структуру ТК потока при формировании канала проплавления, а не резким ростом испарения, как принято считать. При сканировании луча сдвиговую структуру ТК потока поддерживает поток холодной массы, набегающей на пучок.

На основе понимания физических процессов в канале на 2-й стадии его эволюции при учете влияния скорости сканирования пучка изложена физическая интерпретация наблюдаемых в технологических экспериментах тенденций порообразования в режиме ГП. Результаты анализа порообразования дают ориентиры для компьютерного моделирования этого процесса и валидации модели. Для практических применений полезен критерий технологического окна с прекращением генерации пор каналом как принципиальная возможность прогнозного определения операционных параметров бездефектного технологического процесса. Этот критерий может быть использован для цифровизации трудоемкого процесса разработки технологий производства изделий ответственного назначения, а также для гибкого изменения операционных параметров технологического процесса в рамках уже готовой технологии или для переноса готовой технологии с одной установки на другую. Практическая реализация этих возможностей требует целевых исследований параметров технологического окна.

В развитие представлений о роли капиллярных эффектов в технологических процессах изложен механизм влияния электродинамических процессов на ускорение ТК течения расплава при ГП металлов мощным лазерным излучением. Механизм устанавливает связь гидродинамических процессов с термоэмиссионными и электрокапиллярными эффектами. Он качественно объясняет экспериментально наблюдаемые закономерности и может быть применен для совершенствования контроля за технологическим процессом и управления им.

В настоящем обзоре мы постарались представить кратко лишь некоторые аспекты явления ГП, которые дают ключ к пониманию технологических процессов, происходящих под контролем этого явления. Причем физика явления оказывается весьма разнообразной и далеко не полностью исследована как теоретически, так и экспериментально. Остается еще достаточно „белых“ пятен, скрывающих полный потенциал соответствующих технологий. Нелинейное развитие представлений о природе явления ГП показывает, что для раскрытия его технологического потенциала необходимо более тесное и целенаправленное взаимодействие и консолидация усилий специалистов разных областей знаний — физиков, технологов, материаловедов, расчетчиков.

Благодарности

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ „Курчатовский институт“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.Я. Панченко, В.С. Голубев, В.В. Васильцов, М.Г. Галушкин, А.Н. Грезев, В.Д. Дубров, А.Н. Евсеев, А.Н. Жаринов, Ю.Н. Завалов, А.Ю. Ивочкин, С.В. Камаев, А.А. Карабутов, Е.В. Коцюба, В.С. Майоров, С.В. Майоров, М.А. Марков, Ф.Х. Мирзаде, В.Г. Низьев, А.Н. Никитин, М.М. Новиков, Е.В. Саватеева, В.С. Соломатин, М.Ю. Стернин, В.П. Якунин, А.Г. Капительный. *Лазерные технологии обработки материалов: современные проблемы фундаментальных исследований и прикладных разработок*. Под ред. В.Я. Панченко (Физматлит, М., 2009), с. 664.
- [2] Г.Г. Гладуш, И.Ю. Смуров. *Физические основы лазерной обработки материалов* (Физматлит, М., 2017), 592 с. [G.G. Gladush, I. Smurov. *Physics of Laser Materials Processing: Theory and Experiment* (Springer-Verlag, Berlin, 2011), 534 p.]
- [3] О.Б. Ковалев, В.М. Фомин. *Физические основы лазерной резки толстых листовых материалов* (Физматлит, М., 2013), 255 с.
- [4] J.L. Zou, Y. He, S.K. Wu, T. Huang, R.S. Xiao. *Appl. Surf. Sci.*, **357**, 1522 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2015.09.198>
- [5] С.Г. Горный, В.А. Лопота, В.Д. Редозубов, И.Г. Рудой, А.М. Сорока, Ю.Т. Сухов. *ЖТФ*, **57** (12), 2390 (1987).

- [6] В.А. Батанов, В.Б. Федоров. Письма в ЖЭТФ, **17** (7), 348 (1973). http://jetpletters.ru/ps/850/article_13019.pdf [V.A. Batanov, V.B. Fedorov. ZhETF Pis. Red. **17** (7), 348 (1973).]
- [7] М.С. Баранов, Б.А. Вершок, И.Н. Гейрихс. ТВТ, **13** (3), 566 (1975).
- [8] J.G. Andrews, D.R. Atthey. J. Phys. D: Appl. Phys., **9** (15), 2181 (1976).
- [9] Н.А. Олшанский, А.М. Гуткин, Г.И. Гиримаджи. Сварочное производство, **9**, 12 (1974).
- [10] А.А. Бондарев, Н.М. Воропай. Физика и химия обработки материалов, **2**, 50 (1974).
- [11] А.М. Веригин, А.А. Ерохин, В.Н. Шавырин, В.Ф. Резниченко. Физика и химия обработки материалов, **2**, 145 (1980).
- [12] В.Ф. Резниченко, А.М. Веригин. Сварочное производство, **6**, 25 (1986).
- [13] С.И. Анисимов, Я.А. Имас, Г.С. Романов, Ю.В. Ходыко. Действие излучения большой мощности на металлы (Наука, М., 1970), 272 с.
- [14] R. Fabbro, M. Hamadou, F. Coste. J. Laser Appl., **16** (1), (2004). <https://doi.org/10.2351/1.1642633>
- [15] R.D. Seidgazov. *Laser Technologies in Welding and Material Processing. Proceedings of the Forth International Conference* (26–29 May, 2009, E.O. Paton Electric Welding Institute)
- [16] R.D. Seidgazov. *IEEE 8th Int. Conf. on Advanced Optoelectronics and Lasers* (CAOL), (Sozopol, Bulgaria, 2009), 216 (2019). <https://doi.org/10.1109/CAOL46282.2019.9019431>
- [17] J. Svenungsson, I. Choquet, A.F.H. Kaplan. Phys. Proced., **78**, 182 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2015.11.042>
- [18] M. Courtois, M. Carin, Ph. Le Masson, S. Gaied, M. Balabane. J. Phys. D: Appl. Phys., **49**, 155503 (2016). <https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/15/155503>
- [19] Р.Д. Сейдгазов. Микроскопическая гидродинамика при плавлении материалов лазерным излучением (Препринт НИЦТЛ АН СССР, №35, 1987), 30 с.
- [20] Р.Д. Сейдгазов, Ю.М. Сенаторов. Квантовая электроника, **15** (3), 622 (1988). [R.D. Seidgazov, Yu.M. Senatorov, Sov. J. Quant. Electron., **18** (3), 396 (1988). <https://doi.org/10.1070/QE1988v018n03ABEH011530>]
- [21] R.D. Seidgazov. J. Phys. D: Appl. Phys., **42** (17), 175501 (2009). <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/42/17/175501>
- [22] Р.Д. Сейдгазов. Математическое моделирование, **22** (8), 67 (2010). [R.D. Seidgazov. Mathematical Models and Computer Simulations, **3** (2), 234 (2011). <http://dx.doi.org/10.1134/S2070048211020098>]
- [23] Р.Д. Сейдгазов, Ф.Х. Мирзаде. Письма в ЖТФ, **48** (18), 24 (2022). <http://dx.doi.org/10.21883/PJTF.2022.18.53394.19283> [R.D. Seidgazov, F.Kh. Mirzade, Technical Physics Letters, 2022, Vol. 48, No. 9. DOI: 10.21883/TPL.2022.09.55085.19283]
- [24] Р.Д. Сейдгазов, Ф.Х. Мирзаде. Сварочное производство, **5**, 20 (2021). [R.D. Seydgazov, F.Kh. Mirzade. Welding International, **35** (7–9), 359 (2021). <http://dx.doi.org/10.1080/09507116.2021.1979829>]
- [25] Р.Д. Сейдгазов, Ф.Х. Мирзаде. Письма в ЖТФ, **49** (12), 31 (2023). <http://dx.doi.org/10.21883/PJTF.2023.12.55571.19553> [R.D. Seidgazov, F.Kh. Mirzade, Technical Physics Letters, 2023, Vol. 49, No. 6. DOI: 10.61011/TPL.2023.06.56384.19553]
- [26] R.D. Seidgazov, F.Kh. Mirzade. Chinese J. Mechan. Engineering: Additive Manufacturing Frontiers, **1** (3), (2022). <http://dx.doi.org/10.1016/j.cjmeam.2022.100044>
- [27] Р.Д. Сейдгазов, Ф.Х. Мирзаде. Тяжелое машиностроение, (11–12), 46 (2024).
- [28] H. Ki, P.S. Mohanty, J. Mazumder. Metallurgical Mater. Transactions A, **33A**, 1817 (2002).
- [29] H. Ki, P.S. Mohanty, J. Mazumder. Metallurgical Mater. Transactions A, **33A**, 1831 (2002).
- [30] J.Y. Lee, S.H. Ko, D.F. Farson, C.D. Yoo. J. Phys. D: Appl. Phys., **35**, 1570 (2002).
- [31] N. Kouraytem, X. Li, R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, T. Sun, A.D. Rollett, D. Ashley. Spear, and Wenda Tan. Phys. Rev. Appl., **11**, 064054 (2019).
- [32] S. Ly, G. Guss, A.M. Rubenchik, W.J. Keller, N. Shen, R.A. Negres, J. Bude. Scientific Reports, **9**, 8152 (2019). <http://dx.doi.org/10.1038/s41598-019-44577-6>
- [33] Р.Д. Сейдгазов, Ф.Х. Мирзаде. Математическое моделирование, **36** (5), 41 (2024). DOI: <https://doi.org/10.20948/mm-2024-05-04> [R.D. Seidgazov, F.Kh. Mirzade. Mathematical Models and Computer Simulations, **17** (1), 25 (2025). <http://dx.doi.org/10.1134/S2070048224700698>]
- [34] И.В. Кривцун, В.Ю. Хаскин, В.Н. Коржик, Е.В. Ильяшенко, Ч. Донг, З. Лю. Medical Sciences/„Colloquium-Journal“, **18** (42), (2019). <http://dx.doi.org/10.24411/2520-6990-2019-10596>
- [35] P.J. DePond, J.C. Fuller, S.A. Khairallah, J.R. Angus, G. Guss, M.J. Matthews, A.A. Martin. Communications Mater., **1** (92), (2020). <http://dx.doi.org/10.1038/s43246-020-00094-y>
- [36] S.A.H. Fawzi, R.N. Arif. Tr. J. Phys., **23**, 959 (1999).
- [37] Р.Д. Сейдгазов, Ф.Х. Мирзаде. Письма в ЖТФ, **51** (25), 3 (2025). <http://dx.doi.org/10.61011/PJTF.2025.12.60604.20184> [R.D. Seidgazov, F.Kh. Mirzade, Technical Physics Letters, 2025, **49** (6) 61 DOI: <http://dx.doi.org/10.61011/TPL.2025.06.61293.20184>]
- [38] А. А. Веденов, Г.Г. Гладуш. Физические процессы при лазерной обработке материалов (Энергоатомиздат, М., 1985), 208 с.
- [39] K. Hirano, R. Fabbro, M. Muller. J. Phys. D: Appl. Phys., **44** (43), 435402 (2011). <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/44/43/435402>
- [40] J. Trapp, A.M. Rubenchik, G. Guss, M.J. Matthews. Appl. Mater. Today, **9**, 341 (2017).
- [41] R. Fabbro. Appl. Sci., **10**, 1487 (2020). <http://dx.doi.org/10.3390/app10041487>
- [42] C. Banas. Opt. Eng., **17** (3), 210 (1978).
- [43] R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, C. Kantzos, J. Pauza, K. Fezzaa, T. Sun, A.D. Rollett. Science **363**, 849 (2019). <http://dx.doi.org/10.1126/science.aav4687>
- [44] Ф.В. Бункин, М.И. Трибельский. УФН, **130** (2), 193 (1980). <http://dx.doi.org/10.3367/UFNr.0130.198002a.0193> [F.V. Bunkin, M.I. Tribel'skiĭ. Phys. — Uspekhi, **23** (2), 105 (1980). <https://doi.org/10.1070/PU1980v023n02ABEH004904>]
- [45] Р.Д. Сейдгазов, Ф.Х. Мирзаде. Письма в ЖТФ, **47** (21), 16 (2021). DOI: 10.21883/PJTF.2021.21.51622.18838 [R.D. Seidgazov, F.Kh. Mirzade. Tech. Phys. Lett., **14**, 12 (2022). <http://dx.doi.org/10.21883/TPL.2022.14.52104.18838>]
- [46] Е.Б. Левченко, А.Л. Черняков. ЖЭТФ, **81**, (I (7)), 204 (1981). [E.B. Levchenko, A.L. Chernyakov. Sov. Phys. JETP, **54** (1), 102 (1981).]
- [47] В.И. Леденев, Ф.Х. Мирзаде. Квантовая электроника, **20**, 1185 (1993). [V.I. Ledenev, F.Kh. Mirzade. Quant. Electron., **23** (12), 1030 (1993). <http://dx.doi.org/10.1070/QE1993v023n12ABEH003278>]

- [48] Ф.Х. Мирзаде, В.Я. Панченко, Л.А. Шелепин. УФН, **166** (1), 3 (1996). [F.Kh. Mirzade, V.Ya. Panchenko, L.A. Shelepin Phys. Usp., **39** (1), 1 (1996).]
- [49] С.В. Каюков. Квантовая электроника, **30** (11), 941 (2000). [S.V. Kayukov. Quant. Electron., **30** (11), 941 (2000). <http://dx.doi.org/10.1070/QE2000v030n11ABEH001825>]
- [50] I. Eriksson, J. Powell, A.F.H. Kaplan. Sci. Technol. Welding Joining, **16** (7), 636 (2011). <http://dx.doi.org/10.1179/1362171811Y0000000050>
- [51] T. DebRoy, S. Basu, K. Mundra. J. Appl. Phys., **70** (3), 1313 (1991).
- [52] M. Eissen, D.M. Keicher. *Proc. of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers* (SPIE), **2993** (2), 2 (1997).
- [53] F. Tenner, C. Brock F.-J. Gurtler, F. Klampf, M. Schmidt. Phys. Proced. 8th International Conference on Photonic Technologies LANE 2014, **56**, 1268 (2014).
- [54] P.A.A. Khan, T. Debroy, S.A. David. Welding J., **67** (1), 1s (1988).
- [55] Y. Kawahito, N. Matsumoto, Y. Abe, S. Katayama. Welding International, **27** (2), 129 (2013). <http://dx.doi.org/10.1080/09507116.2011.606151>
- [56] W. Gatzweller, D. Maischner, F.J. Faber, C. Derichs, E. Beyer. Proc. SPIE, **1132**, 157 (1989).
- [57] I. Myamoto, H. Maruo, Y. Arata. International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics (ICALEO) **44**, 68 (1984).
- [58] А.Н. Грезев. Сварочное производство, **6**, 13 (2005).
- [59] M. Ono, Y. Shimbo, M. Ohnura et al. NKK Tech. Rev., **77**, 48 (1997).
- [60] С. Катаяма. в сб. *Справочник по лазерной сварке*, под ред. С. Катаяма (Техносфера, М., 2015), 704 с. [S. Katayama. in *Handbook of Laser Welding Technologies* (ed. by S. Katayama) Elsevier Ltd, Oxford, UK, 2013), (<http://dx.doi.org/10.1533/9780857098771.2.332>)]
- [61] М. Трибельский. Квантовая электроника, **5** (4), 804 (1978). [Sov. J. Quant. Electron., **8** (4), 462 (1978). <https://doi.org/10.1070/QE1978v008n04ABEH010055>]
- [62] A. Russ, M. Leimser, F. Dausinger. Proc. of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE), **5662**, (2004). <http://dx.doi.org/10.1117/12.596352>
- [63] T. Graf, P. Berger, R. Weber, H. Hugel, A. Heider, P. Stritt. Laser Phys. Lett., **12**, 056002 (2015). <http://dx.doi.org/10.1088/1612-2011/12/5/056002>
- [64] D.B. Hann, J. Iammi, J. Folkes. Proceedings of the 36th International MATADOR Conference, 275 (2010). http://dx.doi.org/10.1007/978-1-84996-432-6_63
- [65] W.E. King, H.D. Barth, V.M. Castillo, G.F. Gallegos, J.W. Gibbs, D.E. Hahn, C. Kamath, A.M. Rubenchik. J. Mater. Processing Technol., **214**, 2915 (2014). <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2014.06.005>
- [66] N.P. Calta, A.A. Martin, J.A. Hammons, M.H. Nielsen, T.T. Roehling, K. Fezzaa, M.J. Matthews, J.R. Jeffries, T.M. Willey, J.R.I. Lee. Additive Manufacturing, **32**, 101084 (2020). <http://dx.doi.org/10.1016/j.addma.2020.101084>
- [67] P.J. DePond, J.C. Fuller, S.A. Khairallah, J.R. Angus, G.Guss, M.J. Matthews, A.A. Martin. Commun. Mater., **1** (92), (2020). <http://dx.doi.org/10.1038/s43246-020-00094-y>
- [68] H.N. Brahsch, D.C. Weckman, H.W. Kerr. Welding J., **6**, 141s (1994).
- [69] S. Zhao, L. Yang, Y. Huang, D. Zhao, S. Xu. Intern. J. Advanced Manufacturing Technol., **104**, 893 (2019). <http://dx.doi.org/10.1007/s00170-019-03916-7>
- [70] E. Assuncao, S. Williams, D. Yapp. Optics Lasers Eng., **50**, 823 (2012). <http://dx.doi.org/10.1016/j.optlaseng.2012.02.001>
- [71] S.D. Jadhav, L.R. Goossens, Y. Kinds, B. Van Hooreweder, K. Vanmeensel. Additive Manufacturing, **42**, 101990 (2021). <http://dx.doi.org/10.1016/j.addma.2021.101990>
- [72] S. Engler, R. Ramsayer, R. Poprawe. Phys. Proced., **12**, 339 (2011). <http://dx.doi.org/10.1016/j.phpro.2011.03.142>
- [73] M. Miyagi, X. Zhang. J. Laser Applications, **27** (4), 042005 (2015). <http://dx.doi.org/10.2351/1.4927609>
- [74] E. Biro, D.C. Weckman, Y. Zhou. Metallurgical Mater. Transactions A, **33A**, 2019 (2002).
- [75] P.D. Bono, I. Metsios, J. Blackburn, P. Hilton, 32-nd *International Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics* (ICALEO-2013), <http://dx.doi.org/10.2351/1.5062925>
- [76] В.Н. Гарашук, О.А. Величко, В.Б. Давыдова. Автоматическая сварка, **5**, 31 (1971).
- [77] A.A. Martin, N.P. Calta, S.A. Khairallah, J. Wang, P.J. Depond, A.Y. Fong, V. Thampy, G.M. Guss, A.M. Kiss, K.H. Stone, C.J. Tassone, J.N. Weker, M.F. Toney, T. van Buuren, M.J. Matthews. Nature Commun., **10**, 1987 (2019). <http://dx.doi.org/10.1038/s41467-019-10009-2>
- [78] E. Soylemez. *Solid Freeform Fabrication 2018: Proc. of the 29th Annual Int. Solid Freeform Fabrication Symposium — An Additive Manufacturing Conference*, 1721 (2018).
- [79] E. Akman, A. Demir, T. Canel, T. Sinmazçelik. J. Mater. Processing Techn., **209**, 3705 (2009). <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2008.08.026>
- [80] Q. Guo, C. Zhao, M. Qu, L. Xiong, L.I. Escano, S.M.H. Hojjatzadeh, N.D. Parab, K. Fezzaa, W. Everhart, T. Sun, L. Chen. Additive Manufacturing, **28**, 600 (2019). <http://dx.doi.org/10.1016/j.addma.2019.04.021>
- [81] H. Hügel, A. Ruß, J. Weberpals, F. Dausinger. Proc. of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE), **5958**, 595807 (2005). <http://dx.doi.org/10.1117/12.621616>
- [82] P. Stritt, R. Weber, T. Graf, S. Müller, C. Ebert. Phys. Procedia, **12**, 224 (2011). <http://dx.doi.org/10.1016/j.phpro.2011.03.029>
- [83] D.C. Weckman, H.W. Kerr, J.T. Liu. Metallurgical Mater. Transactions B, **28B**, 687 (1997).
- [84] P. De Bono, I. Metsios, J. Blackburn, P. Hilton, International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics (ICALEO-2013), <http://dx.doi.org/10.2351/1.5062925>
- [85] Y.A. Mayi, M. Dal, P. Peyre, M. Bellet, C. Metton, C. Moriconi, R. Fabbro. J. Phys. D: Appl. Phys., **53**, 075306 (2020). <http://dx.doi.org/10.1088/1361-6463/ab5900>
- [86] K.Q. Le, C. Tang, C.H. Wong. Intern. J. Thermal Sci., **145**, 105992 (2019). <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2019.105992>
- [87] P. Ninpetch, P. Kowitwarangkul, S. Mahathanabodee, P. Chalermkarnnon, P. Rattanadecho. Case Studies Thermal Eng., **24**, 100860 (2021). <http://dx.doi.org/10.1016/j.csste.2021.100860>
- [88] H. Gong, K. Rafi, H. Gu, T. Starr, B. Stucker. Additive Manufacturing, (2014), <http://dx.doi.org/10.1016/j.addma.2014.08.002>
- [89] C. Taute, H. Müller, A. du Plessis, M. Tshibalanganda, M. Leary. J. Southern African Institute Mining Metallurgy, **121** (4), 143 (2021). <http://dx.doi.org/10.17159/2411-9717/1331/2021>
- [90] M. Tang, P.C. Pistorius, J.L. Beuth. Additive Manufacturing, **14**, 39 (2017). <http://dx.doi.org/10.1016/j.addma.2016.12.001>