

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

PACS 42.55.Wd; 42.62.Cf; 52.50.Jm; 81.20.Vj

Исследование пароплазменного факела при сварке титана излучением мощного иттербиевого волоконного лазера**Д.П.Быковский, В.Н.Петровский, С.А.Успенский**

Исследован пароплазменный факел, образующийся в процессе сварки пластин сплава титана VT-23 толщиной 6 мм излучением иттербиевого волоконного лазера мощностью до 10 кВт в среде защитного газа Ar. Проведена скоростная видеосъемка пароплазменного факела для визуализации процессов, происходящих при лазерной сварке. По результатам спектрометрических исследований рассчитан коэффициент обратного тормозного поглощения лазерного излучения плазмой сварочного факела.

Ключевые слова: лазерная сварка, спектральная диагностика, сварочный факел.

1. Введение

В последние 5–10 лет технология лазерной обработки листов металлов большой толщины получила новый толчок в развитии благодаря разработке принципиально нового типа источников мощного лазерного излучения. Появился класс так называемых мощных твердотельных лазеров с высокой яркостью излучения, к которым на данный момент можно отнести волоконные лазеры на ионах иттербия и дисковые лазеры на кристаллах YAG:Yb³⁺ [1–4].

В частности, большой интерес представляет использование мощных волоконных лазеров для сварки различных тугоплавких материалов в машиностроении, авиационной и химической промышленности. В связи с постоянным расширением области технологических применений волоконных лазеров необходимо изучать процессы в образующемся у поверхности облучаемого образца пароплазменном облаке, т.к. они самым существенным образом [5, 6] влияют на процесс обработки материала.

При взаимодействии с поверхностью материала лазерного излучения с плотностью мощности, превышающей некоторую критическую плотность мощности, происходит нагрев этого материала со скоростью, существенно превышающей скорость отвода тепла за счет теплопроводности, конвекции и излучения. При этом металл не только плавится, но и локально перегревается до температур, больших температуры кипения, что приводит к интенсивному испарению металла и разлету пара, сопровождающемуся появлением реактивной силы, искривляющей жидкую поверхность расплава. В результате над поверхностью металла возникает сварочный факел, на котором происходит неравномерное рассеяние, поглощение и отражение излучения, что влияет на стабильность характе-

ристик греющего материал лазерного излучения и приводит к снижению эффективности сварки.

Нижняя часть факела представляет собой слабоионизованную плазму, верхняя часть состоит преимущественно из паров металла [7]. Разогрев металлических паров при взаимодействии с мощным лазерным излучением происходит посредством обратного тормозного поглощения, т.е. при взаимодействии электромагнитной волны со свободными электронами. О механизме появления свободных электронов в облаке пара существуют различные предположения. Эти электроны могут выбиваться из металла за счет фотоэффекта под действием лазерного излучения либо появляться за счет термоэлектронной эмиссии, вследствие чего испаряющиеся с поверхности металлические пары уже являются частично ионизованными. Вдобавок, свободные электроны могут образовываться в результате многофотонной ионизации атомов примесей, имеющих меньший потенциал ионизации. Фактическая потеря энергии лазерного излучения в процессе сварки происходит в основном из-за его поглощения в приповерхностной плазме и последующей диссипации за счет теплового излучения и разлета плазмы в окружающее пространство.

Исследованию пароплазменного факела при сварке различных сталей излучением мощных волоконных лазеров посвящен ряд работ, в частности [8–10].

В настоящей работе проведено исследование состояния пароплазменного факела, возникающего в различных технологических режимах сварки титана излучением мощного волоконного лазера. Определены параметры сварочной плазмы и степень ее влияния на проходящее лазерное излучение.

2. Экспериментальная установка

Исследование сварочного факела проводилось на установке (рис. 1) с иттербиевым волоконным лазером 1 марки ЛС-10 ($\lambda = 1.07$ мкм) мощностью до 10 кВт и шестиосевым роботом 2. Излучение транспортировалось до места сварки по оптическому волокну 3 с диаметром сердцевины 200 мкм и фокусировалось оптической головкой 4 на поверхность металла 5. Фокусное расстояние оптической

Д.П.Быковский, В.Н.Петровский, С.А.Успенский. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: d.bykofsky@gmail.com

Поступила в редакцию 3 июня 2014 г., после доработки – 25 августа 2014 г.

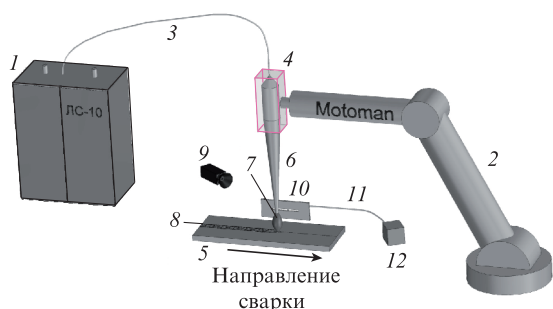


Рис.1. Схема экспериментальной установки (обозначения см. в тексте).

системы составляло 300 мм. Диаметр пучка b в перетяжке был равен 0.35 мм. Манипулятор робота 2, удерживающий оптическую сварочную головку 4, обеспечивал перемещение точки фокусировки лазерного пучка по поверхности металла в двух взаимно перпендикулярных направлениях в горизонтальной плоскости, а также перемещение оптической головки в вертикальном направлении с погрешностью не более 0.1 мм. В качестве свариваемых образцов 5 использовались пластины из сплава титана ВТ-23 толщиной 6 мм. Во всех экспериментах пучок b волоконного лазера, а также все измерительное оборудование оставались неподвижными, а сварка происходила за счет перемещения металлических образцов 5, находящихся на линейной подвижной платформе (на схеме не показана). В результате взаимодействия с металлом лазерного излучения с высокой плотностью мощности над поверхностью образца 5 образовывался сварочный факел 7, являющийся объектом исследования. Подача защитных технологических газов в зону сварки проводилась с помощью гребенки из четырех трубок, расположенных вдоль направления сварного шва 8 над ванной расплава за лазерным пучком 6. Для высокоскоростной съемки процесса сварки была установлена видеокамера 9. При спектрометрических измерениях за сварочным факелом устанавливалась узкая щель 10, за которой находился волоконно-оптический коллиматор, подключенный с помощью оптоволоконна 11 к спектрометру 12, работающему в диапазоне 200–1160 нм со спектральным разрешением 1.4 нм. Все оборудование, за исключением лазера, находилось в специализированной кабине, предназначенной для проведения лазерной сварки.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

3.1. Скоростная видеосъемка

Для визуализации процессов, происходящих у поверхности металла при сварке, была проведена скоростная видеосъемка. Измерения выполнялись при сварке с подачей защитного газа – аргона. На рис.2 показан кадр съемки со скоростью 17000 кадр./с и временем экспозиции 20 мкс. Видно, что над поверхностью металла образуется сварочный факел высотой 3 см, который периодически колеблется в сторону направления сварки (рис.2,б).

Над факелом наблюдается поток частиц, ускоренно движущихся в каустике пучка лазерного излучения сверху вниз, который также оказывает негативное влияние на излучение, поглощая и рассеивая его. Для расчета динамики потока в каустике лазерного излучения отслеживалось перемещение отдельной частицы. По известному

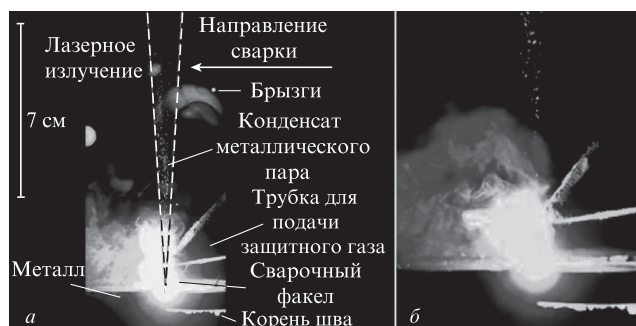


Рис.2. Кадр скоростной видеосъемки сварочного факела в случае нормального падения излучения на металл (а) и увеличенное изображение сварочного факела (б).

временному интервалу между кадрами и их пространственному масштабу рассчитывались ускорение и скорость этих частиц. Наблюдалось сильное различие в динамике частиц в каустике излучения. Некоторые частицы практически не изменяли своего положения, а другие успевали за это время пролететь весь путь, их ускорение достигало 2500 м/с^2 , а скорость составляла до 15 м/с.

На рис.3 показаны кадры скоростной видеосъемки, проведенной при падении лазерного излучения под углом 15° к нормали к поверхности образца. Из рис.3,б–г видно, что факел распространяется также под углом, преимущественно в области лазерного излучения. Как и при нормальном падении, наблюдается поток капель металла, движущихся с ускорением, но не в вертикальном направлении, а вдоль лазерного пучка (стрелка на рис.3,а). В процессе сварки металл испаряется из ванны расплава. При попадании в каустику происходит повторное испарение пара, преимущественно со стороны лазерного пучка. При этом возникает реактивная сила, направленная вдоль каустики лазерного излучения. Таким образом, облако пара не пролетает свободно мимо каустики, а изменяет направление движения в сторону ванны расплава, оказывая более продолжительное негативное влияние на процесс сварки. При ускоренном движении пара в каустике происходит коагуляция его частиц. Также наблюдается нестационарная динамика потока металлических частиц в каустике лазерного излучения вследствие разного количества пара, попадающего в область распространения излучения.

Для уменьшения влияния сварочного факела на лазерное излучение при сварке металлов применяется сдвиг газом, называемый кросс-джетом. Была проведена скоростная видеосъемка процесса сварки титана с использованием кросс-джета сжатым воздухом под давлением 12 атм (рис.4).

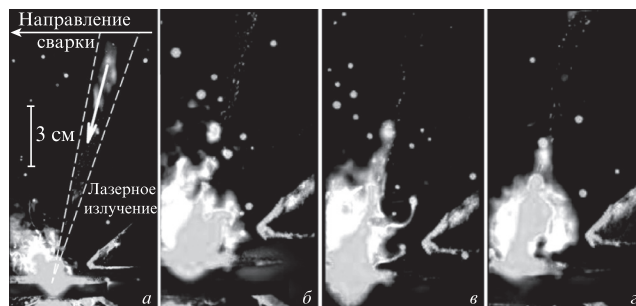


Рис.3. Кадры скоростной видеосъемки сварочного факела в случае падения лазерного излучения на поверхность металла под углом 15° .

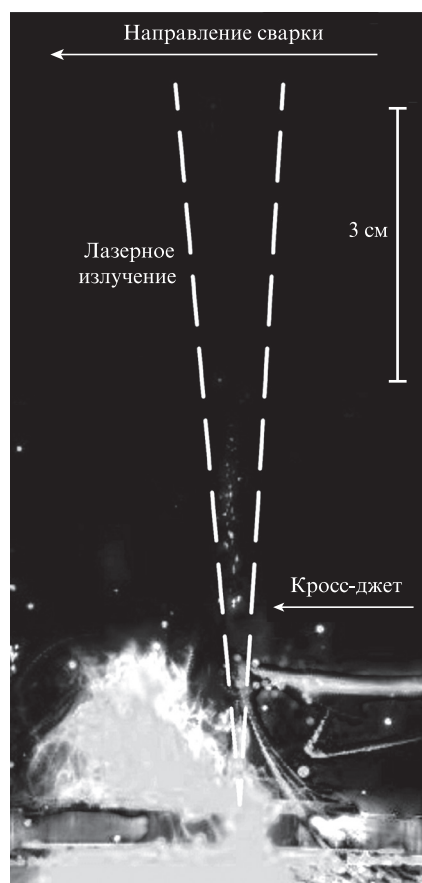


Рис.4. Кадр скоростной видеосъемки сварки титана с использованием кросс-джета сварочного факела сжатым воздухом.

Выше кросс-джета сварочный факел не распространяется. Однако в этой области тоже наблюдается поток частиц, движущихся вниз, менее интенсивный, чем в предыдущих случаях, но также оказывающий влияние на лазерное излучение. Динамика этого потока нестационарна вследствие попадания разного количества металлического пара в каустику лазерного излучения. Это связано с тем, что металлический пар, поднимающийся из ванны расплава, уносится из зоны сварки с большой скоростью под действием кросс-джета. Однако далее он отражается от препятствий: стенок сварочной кабины, робота, других частей свариваемых деталей (рис.1), находящихся на расстоянии до 1.5 м, и вновь попадает в область распространения лазерного излучения, но уже выше сдува. Дополнительно металлический пар поднимается над факелом в результате термогравитационной конвекции. Далее происходит повторное испарение пара, вызывающее нестационарный поток частиц в каустике, который оказывает влияние на излучение. Следовательно, необходимо использовать дополнительные средства для исключения повторного взаимодействия металлического пара с излучением с целью повышения стабильности процесса лазерной сварки, такие как вытяжка пара или применение расположенной выше дополнительной системы кросс-джетов.

3.2. Спектральная диагностика пароплазменного факела

Пароплазменный факел исследовался при различных плотностях мощности лазерного излучения. Измерения проводились на постоянной высоте 5 мм над поверхностью металла при скорости сварки 3 м/мин.

Из теории метода спектральной пирометрии [11] следует, что спектральная интенсивность $I(\lambda, T)$ теплового излучения зависит от температуры и описывается выражением

$$I(\lambda, T) = \varepsilon C_1 \lambda^{-5} \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (1)$$

где $C_1 = 37418 \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^4 \cdot \text{см}^{-2}$; $C_2 = 14388 \text{ мкм} \cdot \text{К}$; ε – коэффициент излучения; длина волны λ взята в микрометрах, а спектральная интенсивность – в $\text{Вт} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{мкм}^{-1}$.

Для области Вина ($C_2/(\lambda T) \gg 1$) соотношение (1) после преобразований принимает вид

$$\ln \frac{\lambda^5 I}{\varepsilon C_1} = -\frac{C_2}{\lambda T}. \quad (2)$$

При $\varepsilon = \text{const}$ участок спектра в этой области спрямляется в координатной плоскости XY , где $X = \ln[(\lambda^5 I)/(\varepsilon C_1)]$ и $Y = C_2/\lambda$, причем наклон прямой определяется температурой излучения T . Зависимость $\varepsilon(\lambda)$ проявляется лишь логарифмически. Если ε постоянно или слабо изменяется в выбранном диапазоне, его влияние сводится к параллельному переносу прямой вдоль оси X , но наклон прямой и искомая температура остаются неизменными. Подробное описание техники измерения температуры факела представлено в работах [11, 12]. На рис.5 показаны измеренные спектры и спектры, представленные в новых координатах. Спектральные пики соответствуют однократно ионизованному титану. Описанным выше способом была рассчитана температура пароплазменного факела при различных плотностях мощности лазерного излучения, ли-

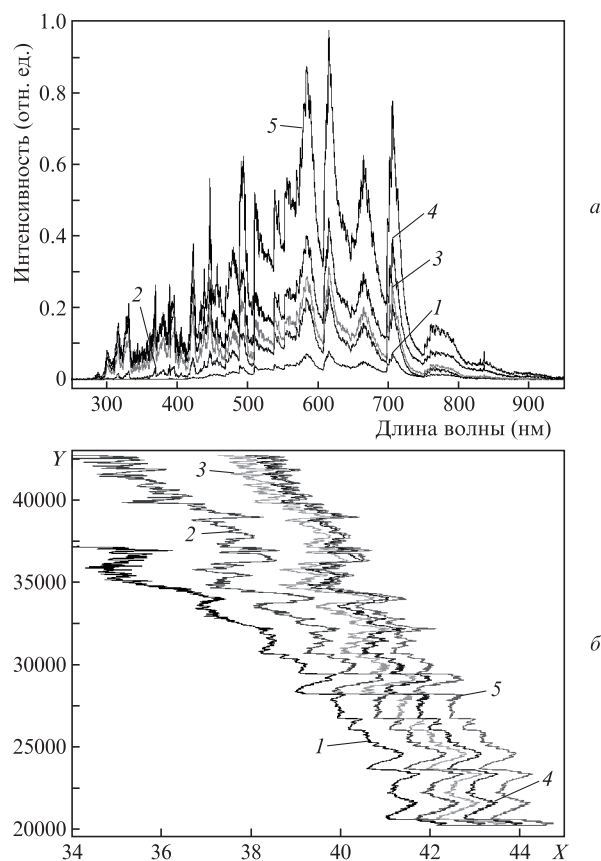


Рис.5. Спектры излучения пароплазменного факела, измеренные при плотностях мощности лазерного излучения 10 (1), 31 (2), 52 (3), 73 (4) и 94 кВт/мм² (5) (а) и представленные в новых координатах (б).

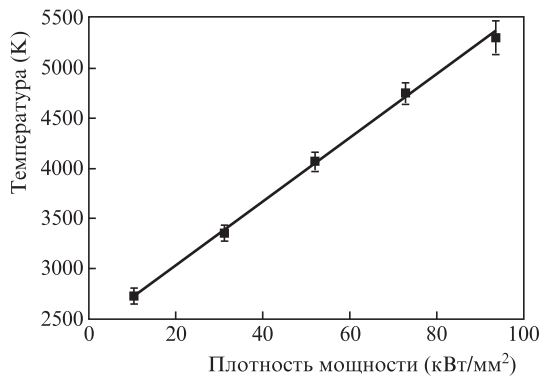


Рис.6. Зависимость температуры пароплазменного факела от плотности мощности лазерного излучения.

нейная аппроксимация спектров в новых координатах проводилась методом наименьших квадратов. В результате было получено, что температура сварочного факела линейно зависит от плотности мощности лазерного излучения (рис.6). Максимальная температура составила 5200 К.

Исходя из полученных спектроскопических данных, для вычисления степени ионизации применяем апробированный в работах [9, 12], хорошо известный метод с использованием уравнения Саха

$$\frac{n_{m+1}n_e}{n_m} = 2 \frac{u_{m+1}}{u_m} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{eV_m}{k_B T}\right), \quad (3)$$

где n_m, u_m, V_m – концентрация, электронная сумма и потенциал ионизации m -го иона соответственно; n_e – концентрация электронов; e и m_e – заряд и масса электрона; k_B и h – постоянные Больцмана и Планка. Учитывая, что при полученных значениях температуры факела происходит только однократная ионизация (для титана $V_1 = 6.82$ эВ [13]), и используя выражение для степени ионизации

$$\alpha = \sum \frac{N_m}{N} = \sum n_m \frac{V}{V}$$

(V – объем взаимодействия), а также уравнение идеального газа, преобразуем уравнение Саха к следующему виду:

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \left(\frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} \frac{(k_B T)^{5/2}}{p} \exp\left(-\frac{eV_1}{k_B T}\right). \quad (4)$$

В работе [14] наблюдалось заметное уменьшение размеров сварочного факела с уменьшением давления окружающей среды. Полагаясь на уже апробированные результаты работ [9, 12, 15] и учитывая тот факт, что факел не расширяется, давление p в формуле (4) считаем равным атмосферному. Рассчитанная зависимость степени ионизации от плотности мощности лазерного излучения представлена на рис.7. Максимальная степень ионизации составляет 0.015, следовательно, сварочный факел представляет собой слабоионизованный металлический пар. Это является важным отличием рассматриваемого режима сварки от характерного для CO₂-лазеров режима, при котором происходит лавинная ионизация паров металла и при определенной плотности мощности излучения достигается оптический пробой.

Концентрация свободных электронов в плазме (рис.8) может быть определена из уравнения состояния идеального газа:

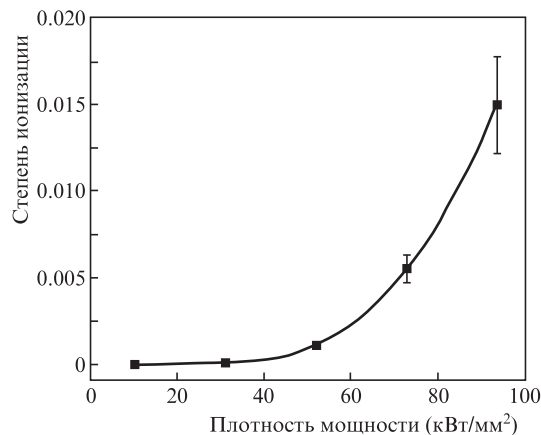


Рис.7. Зависимость степени ионизации пароплазменного факела от плотности мощности лазерного излучения.

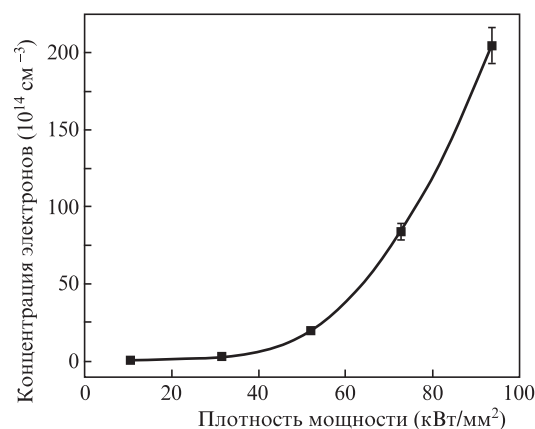


Рис.8. Зависимость концентрации свободных электронов в плазме сварочного факела от плотности мощности лазерного излучения.

$$n_e = \alpha n_0 = \alpha \frac{p}{k_B T}, \quad (5)$$

где n_0 – концентрация атомов Ti (предполагается, что вблизи поверхности металла факел состоит только из атомов титана).

В модели классического осциллятора Лоренца коэффициент поглощения излучения за счет обратного тормозного эффекта представляется в виде [14]

$$k_{ib} = \frac{2\sqrt{2}\pi}{\lambda} \times \left[\sqrt{\left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_c^2}\right)^2 + \left(\frac{\nu_c}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_c^2}\right)^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_c^2} - 1 \right]^{1/2}, \quad (6)$$

где ω_p – плазменная частота, $\omega_p^2 = n_e e^2 / (\epsilon_0 m_e)$; ν_c – частота столкновений, содержащая вклады от столкновений электронов с атомами (ν_{ea}) и ионами (ν_{ei}):

$$\nu_c = \nu_{ea} + \nu_{ei}; \quad (7)$$

$$\nu_{ea} = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \sigma_c n_0 \sqrt{\frac{2k_B T}{m_e}}; \quad (8)$$

$$\nu_{ei} = \frac{e^4 \ln[12\pi n_e^{-1/2} e^{-3} (\epsilon_0 k_B T)^{3/2}]}{3\epsilon_0^2 \sqrt{m_e}} (2\pi k_B T)^{-3/2} (n_1 + n_2 + \dots); \quad (9)$$

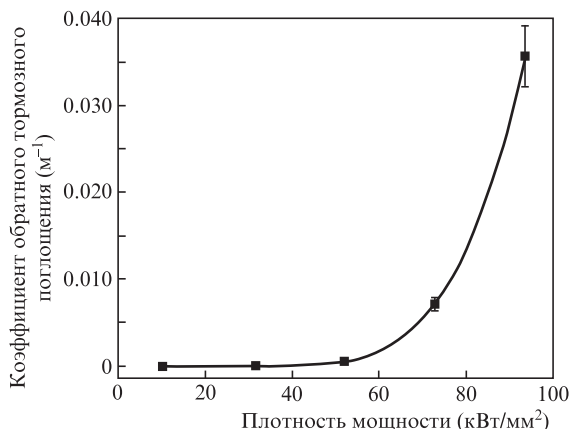


Рис.9. Зависимость коэффициента обратного тормозного поглощения пароплазменного факела от плотности мощности лазерного излучения.

$\sigma_c = \pi(r_1 + r_2)^2$ – классическое сечение столкновения частиц с радиусами r_1 и r_2 . При условии $\omega \gg \omega_p$, которое выполняется для плазмы, возникающей при обработке материалов излучением твердотельных лазеров, формулу (6) можно упростить, разложив ее в ряд по малому параметру $\omega_p^2/(\omega^2 + \nu_c^2) \ll 1$:

$$k_{ib} \approx \frac{\nu_c}{c} \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2} \sim \lambda^2 n_e^2 T^{-3/2}. \tag{10}$$

Для численных расчетов коэффициента обратного тормозного поглощения на длине волны 1.07 мкм на практике используют упрощенную формулу

$$k_{ib} \approx 3.3 \times 10^{-41} n_e^2 T^{-3/2}, \tag{11}$$

где n_e взято в m^{-3} , а T – в кельвинах. Результат расчета представлен на рис.9. Коэффициент обратного тормозного поглощения достигает $0.04 m^{-1}$, т.е. на высоте 5 мм над поверхностью металла плазма сварочного факела ничтожно мало поглощает лазерное излучение при указанных плотностях мощности.

Стоит отметить, что температура кипения титана (3560 К) достигалась при плотности мощности лазерного излучения свыше 40 кВт/мм^2 . Это приводило к резкому повышению концентрации электронов, степени ионизации и коэффициента обратного тормозного поглощения лазерного излучения.

3.3. Зависимость параметров сварочного факела от высоты над поверхностью металла

Нами было проведено несколько измерений спектра излучения сварочного факела на различных высотах над поверхностью металла при постоянной плотности мощности 52 кВт/мм^2 с последующим расчетом температуры. Зависимость температуры сварочного факела от высоты над поверхностью металла приведена на рис.10. Сильный разброс значений температуры на участках выше 20 мм вызван нестационарным потоком металлического пара, поступающего в каустику лазерного излучения, что приводит к его неравномерному нагреву. По формуле (11) рассчитан коэффициент обратного тормозного поглощения и проведено интегрирование потерь вдоль всего факела. Оценка суммарного поглощения плазмой сварочно-

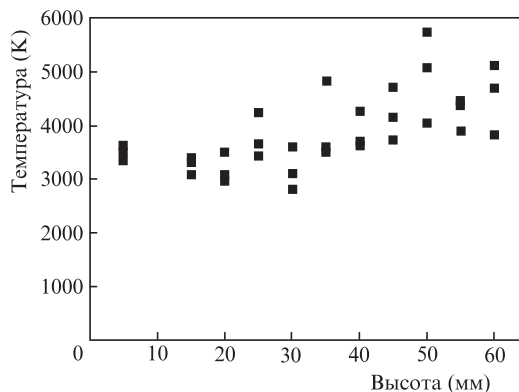


Рис.10. Зависимость температуры сварочного факела от высоты при сварке титана.

го факела составляет менее 1%, т.е. плазма не оказывает влияния на лазерное излучение.

Большинство работ по исследованию лазерной сварки с использованием твердотельных волоконных лазеров посвящены сварке стали. С учетом исследований, выполненных в работах [12, 15, 16], можно провести сравнение результатов по сварке стали и титана излучением мощного волоконного лазера. Верхняя часть факела при сварке стали представляла собой пламя, а не поток частиц пара. Это связано с тем, что пары стали мгновенно сгорали в каустике лазерного пучка в отличие от паров тугоплавкого титана. Параметры плазмы сварочного факела (степень ионизации, температура, коэффициент обратного тормозного поглощения лазерного излучения) при сварке стали и титана оказались равными по порядку величины. Для стали экспериментально продемонстрировано влияние находящегося в факеле потока мелких частиц на лазерное излучение, вызывающее модуляцию мощности со средней амплитудой $\sim 9\%$ и частотами до 2–3 кГц. Такая модуляция может приводить к заметному ухудшению стабильности сварного шва. Подобные исследования для титана еще не проводились.

4. Заключение

Определены особенности пароплазменного факела, возникающего при сварке излучением мощного волоконного лазера пластин из сплава титана ВТ-23. На видеозаписи высокоскоростной камеры видно, что над поверхностью металла образуется сварочный факел высотой 3 см, который периодически колеблется в сторону направления сварки. В каустике лазерного пучка наблюдается поток мелких частиц размером в доли миллиметра, движущихся ускоренно вниз со скоростью до 10 м/с. Применение кросс-джета в направлении сварки не позволяет эффективно бороться с негативным влиянием металлического пара на излучение. Температура кипения титана достигается при плотности мощности лазерного излучения свыше 40 кВт/мм^2 , что приводит к резкому увеличению концентрации свободных электронов в плазме, степени ионизации и коэффициента обратного тормозного поглощения. При сварке мощным лазерным излучением титана плазма сварочного факела находится в слабоионизованном состоянии (степень ионизации $\alpha < 2 \times 10^{-2}$) и ничтожно мало поглощает излучение (коэффициент обратного тормозного поглощения $k_{ib} < 4 \times 10^{-2} m^{-1}$), суммарное поглощение составляет менее 1%.

Результаты настоящей работы могут использоваться для создания системы измерения параметров сварочного факела в режиме реального времени с целью улучшения стабильности взаимодействия лазерного излучения с металлом и повышения качества сварного соединения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14-02-00369-а) и Минобрнауки РФ (уникальный идентификатор проекта ПНИЭР RFMEFI58214X0004).

1. Gapontsev V.P. *Proc. 12th Int. Laser Physics Workshop (LPHYS'03)* (Hamburg, 2003, Paper PS3).
2. Petrovskiy V.N., Prokopova N.M., Shcheglov P.Yu., et al. *Laser Phys. Lett.*, **7**, 396 (2010).
3. Контаг К., Каршевский М., Стивен К. и др. *Квантовая электроника*, **28**, 139 (1999).
4. Spreiser J. J. *Opt. Soc. Am. B*, **26**, 26 (2009).
5. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. *Физические процессы при лазерной обработке металлов* (М.: Энергоатомиздат, 1985).
6. Арутюнян Р.В., Баранов В.Ю., Большов В.А. и др. *Воздействие лазерного излучения на материалы* (М.: Наука, 1985).
7. Eriksson I., Kaplan A. *Proc. 28th Int. Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics* (Orlando, USA, 2009, p. 1419).
8. Kawahito Y., Matsumoto N., Mizutani V., Katayama S. *Sci. Technol. Weld. Joining*, **13**, 744 (2008).
9. Kawahito Y., Mizutani M., Katayama S. *Trans. JWRI*, **37**, 13 (2008).
10. Shcheglov P.Yu., Uspenskiy S.A., Gumenyuk A.V., et al. *Laser Phys. Lett.*, **8**, 475 (2011).
11. Копьев В.А., Косый И.А., Магунов А.Н. и др. *ИТЭ*, № 3, 1 (2006).
12. Петровский В.Н., Успенский С.А., Щеглов П.Ю., Гуменюк А.В., Ретмайер М. *Ядерная физика и инжиниринг*, **2**, 159 (2011).
13. Зефилов Н.С. *Химическая энциклопедия* (М.: Изд-во «Большая Российская энциклопедия», 1995, т. 4).
14. Katayama S., Yohei A., Mizutani M., Kawahito Y. *Phys. Procedia*, **12**, 75 (2011).
15. Щеглов П.Ю. *Канд. дис. НИЯУ МИФИ* (М., 2011).
16. Успенский С.А., Щеглов П.Ю., Петровский В.Н., Гуменюк А.В., Ретмайер М. *Оптика и спектроскопия*, **115** (1), 160 (2013).