

05:07;12

## Фотодиссоциативный иодный лазер высокой мощности с повышенным пробивным действием на твердые мишени

© Ю.М. Иваненко, В.Е. Сабинин, Г.А. Скоробогатов

Санкт-Петербургский государственный университет,  
198902 Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: gera@mail.moss.pu.ru

(Поступило в Редакцию 25 марта 1999 г. В окончательной редакции 25 ноября 1999 г.)

Разработан моноимпульсный фотодиссоциативный иодный лазер высокой мощности. Накачка энергии осуществлялась излучением открытого электроразряда (31.3 кДж, 20 кА). Полный выход энергии генерации на длине волны 1316 нм составлял  $(30 \pm 5)$  Дж при длительности импульса  $\sim 100$  мкс. С целью усиления пробивного действия на твердые мишени каждый лазерный импульс модулировали на 5–6 узких подимпульсов путем воздействия на активную среду переменным магнитным полем от электроразрядного шнура.

### Введение

К настоящему времени созданы моноимпульсные лазеры с энергией импульса многие кДж [1–5]. Для таких технических приложений, как лазерный термояд [6] или лазерная обработка твердых материалов [7,8], существенно иметь максимальное поглощение материалом энергии лазерного луча. В предположении постоянства теплоемкости  $C_s$  твердой мишени максимально достижимый рост температуры в области лазерного пятна равен

$$\Delta T_{\max} = \frac{\alpha}{C_s m} W_{\Sigma}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент поглощения поверхности мишени,  $m$  — масса прогреваемой части мишени, и полная энергия лазерного импульса равна

$$W_{\Sigma} = \int_0^{\tau} P(t) dt, \quad (2)$$

где  $P(t)$  — мощность лазерного луча,  $\tau$  — полная длительность лазерного моноимпульса.

Из (1) следует, что верхний предел массы расплавленного материала в лазерном пятне равен

$$m_{\text{melt}} = \frac{\alpha}{C_s(T_m - 300 \text{ К}) + q_m} W_{\Sigma}, \quad (3)$$

где  $q_m$  — теплота плавления,  $T_m$  — точка плавления материала мишени.

В экспериментах же по лазерному пробое верхний предел массы испаренного материала равен

$$m_{\text{vap}} = \frac{\alpha W_{\Sigma}}{C_s(T_m - 300 \text{ К}) + q_m + C_l(T_b - T_m) + q_v}, \quad (4)$$

где  $C_l$  — теплоемкость расплавленной мишени,  $q_v$  — теплота испарения,  $T_b$  — точка кипения.

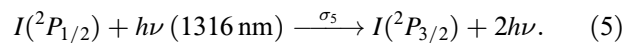
Из (3), (4) видно, что при любом способе воздействия на мишень глубина проработки мишени линейно зависит от коэффициента  $\alpha$ . Между тем прямые эксперименты [9] показали, что лазерная плазма из материала

мишени обладает очень высокой отражательной способностью, так что  $\alpha$  не превышает 0.01 в оптической области спектра.

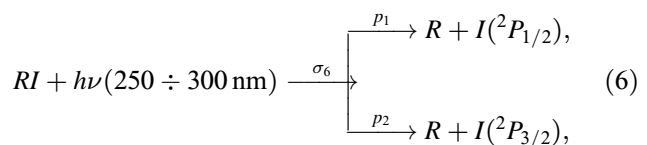
Увеличению значения  $\alpha$  способствует уменьшение длительности  $\tau$ , так как разрушение твердой мишени осуществляется только на переднем фронте импульса излучения. Кроме того, установлено, что наиболее эффективное разрушение мишени осуществляется серией коротких импульсов длительностью до 5 нс. В настоящей работе мы использовали оба приема для усиления эрозионного воздействия на твердые мишени излучения моноимпульсного фотодиссоциативного иодного лазера (ФИЛ).

### ФИЛ с накачкой открытым электрическим разрядом

ФИЛ основан на лазерном переходе

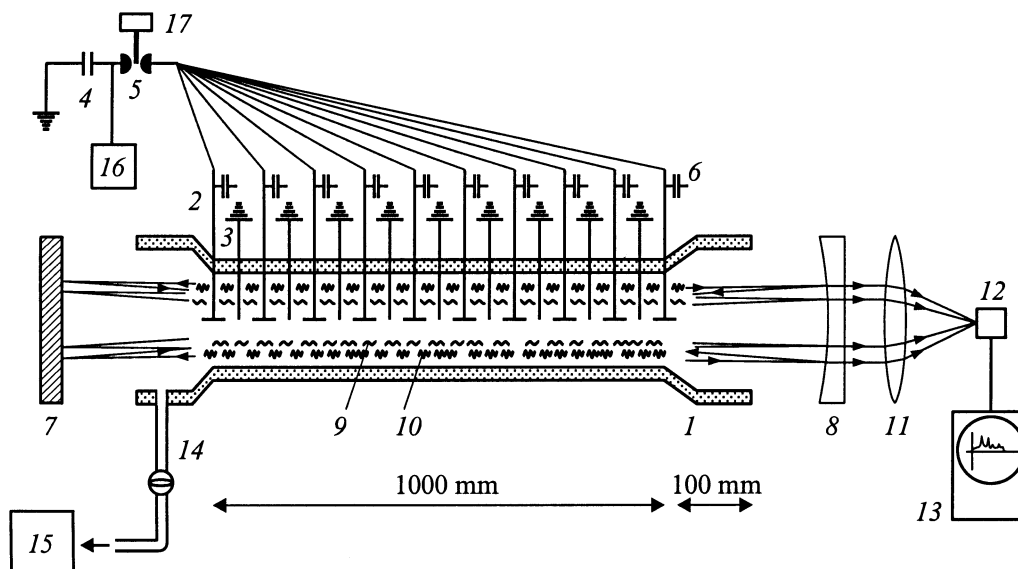


В первых ФИЛ [10] накачка уровня  $^2P_{1/2}$  осуществлялась путем фотодиссоциации перфторалкилоидов излучением импульсных ксеноновых ламп



где  $p_1 = 0.8$  для  $R = \text{CF}_3$ ,  $p_1 = 0.95$  для  $R = \text{C}_2\text{F}_5$ ,  $p_1 = 1.0$  для  $R = \text{C}_3\text{F}_7$  и  $p_1 = 0.9$  для  $R = i\text{C}_3\text{F}_7$  [11].

В [12] была осуществлена накачка ФИЛ излучением открытого электроразряда от взрывающегося проводника. Достоинством такой накачки является отсутствие отражающих (поглощающих) поверхностей между светящейся плазмой источника накачки и генерирующим объемом ФИЛ. Однако недостатком схемы накачки от открытого электроразряда, использованной



**Рис. 1.** Продольный разрез активного объема ФИЛ с накачкой открытым электроразрядом: 1 — стеклотекстолитовая труба (длина  $l = 1200$  мм, внутренний диаметр  $d = 150$  мм) с плоскопараллельными торцевыми окнами из стекла К-8; 2, 3 — вольфрамовые разрядные электроды, вакуумно-плотномонтированные в трубу 1; 3 — заземленные электроды; 4 — батарея высоковольтных конденсаторов КВН ( $100 \mu\text{F}$ ), соединяющаяся с электродами 2 через разрядник 5; 5 — главный разрядник; 6 — высоковольтные конденсаторы малой емкости, служащие для управления формой плазменного цилиндра; 7 — глухое зеркало резонатора (фокусное расстояние  $f = 2$  м, коэффициент отражения  $r = 99.8\%$ ); 8 — выходное зеркало резонатора ( $f = 2$  м,  $r = 98\%$ ); 9 — расширяющийся плазменный цилиндр от электроразряда; 10 — расширяющийся цилиндр зоны фотодиссоциации и генерации; 11 — фокусирующая стеклянная линза; 12 — фотоприемник, либо калориметр, либо мишень; 13 — запоминающий осциллограф для фотоприемника; 14 — вакуумная линия; 15 — вакуумная система для приготовления и хранения рабочих газов; 16 — источник питания ИК-50 для подачи на конденсаторы 4 напряжения не ниже  $25$  кВ; 17 — блок управления разрядником, осциллографами и т. д.

в [12], является невозможность управления длительностью и пространственно-временной формой накачивающей электроразрядной плазмы. В результате для уменьшения  $\tau$  на 1–2 порядка необходимо привлечь дополнительные оптические устройства типа задающий генератор-усилитель, неизбежно приводящие к заметным потерям возбужденных атомов  $I(^2P_{1/2})$  за время сохранения инверсии. Модуляция же коэффициента усиления путем использования внешних магнитных полей [13] в схеме [12] невозможна из-за большой величины собственного магнитного поля источника накачки.

Мы сконструировали электроразрядный моноимпульсный ФИЛ, представленный на рис. 1. В нашей схеме ФИЛ наличие неразрушаемых вольфрамовых электродов 2, 3 и высоковольтных малоиндуктивных конденсаторов 6 позволяет через управляющую систему 17 формировать ту или иную пространственно-временную структуру поверхности электроразрядной плазмы, рождающейся при разряде основной батареи конденсаторов 4. Лазерные эксперименты были выполнены с напряжением на батарее 4, равным  $25$  кВ, что обеспечивало запасенную энергию  $E_0 = 31.3$  кДж.

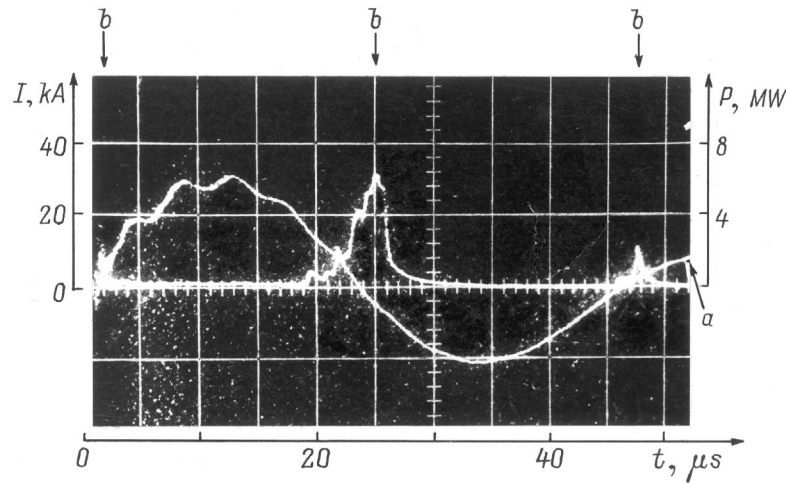
Перед каждым новым импульсом лазерную емкость 1 эвакуировали и заполняли свежей газовой смесью, приготовленной в вакуумной системе 15. Применявшаяся в [14] смесь  $\text{SF}_6$  и перфторалкилиодида не позволяет

получить более 1 импульса генерации. В нашей конструкции ФИЛ серия коротких импульсов генерации возникала при использовании рабочей смеси состава  $25\text{--}37 \text{ wt}\% \text{ iC}_3\text{F}_7\text{I} + 75\text{--}63 \text{ wt}\% \text{ Xe}$  при полном давлении от  $0.05$  до  $0.2$  атм. При указанном составе рабочего газа зона генерации 5 находилась на достаточном удалении от расширяющегося плазменного цилиндра 4, что уменьшало рефракционные потери [15] стимулированного излучения (5).

Временную развертку импульса тока  $I$  в разрядной цепи снимали с помощью петли Роговского; результат представлен на рис. 2, а. Полную энергию лазерного луча измеряли калориметром ИКТ, помещаемом вместо мишени 12 (рис. 1), а форму лазерного импульса записывали на запоминающем осциллографе 13, сигнал на который подавали с фотокатода, введенного в частично отклоненный лазерный луч. Пример временной развертки мощности генерации  $P$  представлен на рис. 2, б. Полный энергетический кпд ФИЛ в этом случае равен

$$\eta_e = \frac{W_\Sigma}{E_0} = \frac{(30 \pm 5) \text{ Дж}}{31.3 \text{ кДж}} = 0.1\%, \quad (7)$$

что сравнимо с величиной  $\eta_e = 0.4\%$ , достигнутой в [3]. Рис. 2 показывает, что максимальная мощность лазерного луча достигалась всякий раз, когда магнитное поле электроразряда спадало до нуля. Это согласуется



**Рис. 2.** *a* — временная развертка импульса тока  $I$  открытого электроразряда между электродами 2 и 3 на рис. 1; *b* — временная развертка мощности генерации  $P$  ФИЛ, попадающей на мишень  $I2$  (рис. 1). Данные приведены для рабочего газа с исходным составом  $[i\text{C}_3\text{F}_7\text{I}] = 25 \text{ Torr}$ ,  $[\text{Xe}] = 125 \text{ Torr}$ ;  $W_\Sigma = (30 \pm 5) \text{ J}$ . На осциллограмме поместились лишь первые три из шести пиков генерации вместе с первой из трех затухающих волн тока.

с результатами [13], где импульс генерации возникал при спаде тока источник накачки до значений, близких к нулю.

## Кинетическая модель ФИЛ

При отсутствии потерь и полной фотодиссоциации иодида, заключенного в активном объеме нашего ФИЛ, получилось бы значение  $W_{\Sigma, \text{max}} = 1492 \text{ J}$ . Таким образом, фотохимический КПД в эксперименте (рис. 2, *b*) составлял

$$\eta_{\text{ph}} = \frac{W_\Sigma}{W_{\Sigma, \text{max}}} = (2.0 \pm 0.4\%). \quad (8)$$

Отсюда видно, что имеются ресурсы для увеличения КПД. Например, можно ожидать, что путем использования вместо  $i\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$  иодидов типа  $(\text{CF}_3)_2\text{PI}$  [16] или  $\text{C}_6\text{F}_{13}\text{I}$  [17,18], обладающих более высоким произведением  $p_1 \langle \sigma_6 \rangle$ , можно удвоить величины  $\eta_{\text{ph}}$  и  $\eta_{\text{en}}$  при той же конструкции ФИЛ. Для более точных прогнозов об изменении энергетических характеристик ФИЛ при вариации параметров накачки и активной среды необходимо иметь кинетическую модель ФИЛ.

При построении кинетической модели необходимо в первую очередь знать абсолютное значение излучения накачки  $\varphi_p(t)$ . Величину  $\varphi_p(t)$  можно довольно надежно определить "методом аутоактинометрии" [19] из параметров лазерного излучения.

В эксперименте рис. 2, *b* полная длительность генерации составляла  $\tau = 110 \mu\text{s}$ . Поскольку внутренний радиус цилиндра  $I$  (рис. 1) составлял  $d/2 = 7.5 \text{ cm}$ , то скорость расширения плазменного цилиндра  $v$

$$v_{\text{sh}} = \frac{d}{2\tau} = 680 \text{ m/s}. \quad (9)$$

При такой скорости ударной волны в момент времени  $\Delta t = 25 \mu\text{s}$  радиус плазменного цилиндра  $r(\Delta t) = v_{\text{sh}} \cdot \Delta t = 1.7 \text{ cm}$ . Для использованного состава рабочей смеси слой иодида фотодиссоциирует на глубину 1.5–2.0 cm. В результате генерация ФИЛ в момент времени  $\Delta t = 25 \mu\text{s}$  происходит внутри цилиндрического слоя с внутренней поверхностью

$$S = 2\pi r(\Delta t) l = (1000 \pm 100) \text{ cm}^2 \quad (10)$$

и объемом

$$\begin{aligned} V &= 2\pi(0.5 + r(\Delta t)) l(1.75 \pm 0.25) \\ &= (2000 \pm 300) \text{ cm}^3. \end{aligned} \quad (11)$$

На рис. 2, *b* мощность 2-го пика генерации составляет  $P(25 \mu\text{s}) = (6 \pm 1) \text{ MW}$ , что эквивалентно среднему за  $25 \mu\text{s}$  потоку стимулированных квантов  $h\nu_s = 0.9544 \text{ eV}$ , равному  $\bar{\varphi}_{st}(25 \mu\text{s}) = 5.3 \cdot 10^{24} \text{ s}^{-1}$ . Этот поток исходит из объема (11), так что для интенсивности переходов (6) получаем

$$\begin{aligned} \frac{\bar{\varphi}_{st}(25 \mu\text{s})}{V} &= \frac{d[I^2 P_{1/2}]}{dt} = \frac{2}{3} p_1 \left( -\frac{d[RI]}{dt} \right) \\ &= (2.7 \pm 0.5) \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}. \end{aligned} \quad (12)$$

В момент 2-го пика генерации ФИЛ поток излучения  $\varphi_p$  в полосе поглощения иодида и параметры активной среды ФИЛ с хорошей точностью [19] связаны соотношением

$$\varphi_p(t_{\text{max}}) = \frac{3 \bar{\varphi}_{st}}{2 p_1 V \langle \sigma_{RI} \rangle [RI]_{t_{\text{max}}}}, \quad (13)$$

где  $\langle \sigma_{RI} \rangle$  — среднее по полосе сечения фотодиссоциации (6).

Для  $i\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$  измерено [18]  $\langle\sigma_{RI}\rangle = 6.0 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$  в полосе  $\Delta_{i\text{C}_3\text{F}_7\text{I}} = 275 \pm 22 \text{ nm}$ . При

$$[RI]_{t_{\max}} \cong 0.5[RI]_0 = 4.1 \cdot 10^{17} \frac{\text{mol}}{\text{cm}^3} \quad (14)$$

подстановка (12) и (13) дает значение искомого потока излучения накачки

$$\varphi_p(25 \mu\text{s}) = (1.8 \pm 0.4) \cdot 10^{22} \frac{h\nu}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}. \quad (15)$$

Проверим достоверность полученного значения  $\varphi_p(25 \mu\text{s})$ . При средней поверхности (10) поток (15) обеспечит лучевое энерговыделение, равное

$$\begin{aligned} E_{\Delta} &= (h\nu = 4.51 \text{ eV}) \cdot \varphi_p \tau S \\ &= (8 \pm 2) \cdot 10^{21} \text{ eV} = 1300 \text{ J} \end{aligned} \quad (16)$$

за время  $\tau = 100 \mu\text{s}$  в полосе  $\Delta_{i\text{C}_3\text{F}_7\text{I}}$ . Это составляет

$$\eta_{\Delta} = \frac{E_{\Delta}}{E_0} = (4 \pm 1)\% \quad (17)$$

от энергии на батарее  $E_0 = 31.3 \text{ kJ}$ , что согласуется с планковским распределением для излучения черного тела с температурой электроразрядной плазмы  $14000 \text{ K}$  [20]. Эта величина  $\eta_{\Delta} = 4 \pm 1\%$  равна максимально достижимому энергетическому КПД для ФИЛ рассматриваемой конструкции.

Генерирующий слой активного газа ( $\sim 2 \text{ cm}$ ) преодолевается ударной волной, обладающей скоростью (9), за время  $\Delta t = 27 \mu\text{s}$ . За это время поток (15) обеспечит фотодиссоциацию иодида до уровня

$$\frac{[i - \text{C}_3\text{F}_7\text{I}]_{\Delta t}}{[i - \text{C}_3\text{F}_7\text{I}]_0} = e^{-\langle\sigma_{RI}\rangle\varphi_p\Delta t} = e^{-0.3} = 0.74. \quad (18)$$

Это согласуется с оценкой (14), так что уточнение величины  $[RI]_{t_{\max}}$  в формуле (13) не изменит найденный поток (15) более чем на указанную погрешность. Согласно [21], скорость волны просветления (т.е. фотодиссоциации иодида) равна

$$v_{\text{ph}} = \left( \frac{1}{c} + \frac{[RI]_0}{\Phi_0} \right)^{-1}, \quad (19)$$

где  $c$  — скорость света,  $\Phi_0$  — поток фотолизирующего излучения в полосе поглощения  $RI$  на фронте движущегося источника накачки.

Для условий эксперимента, представленного на рис. 2, *b*, т.е. для  $[RI]_0 = 25 \text{ Torr}$  и фотолизирующего потока (15), из (19) следует

$$v_{\text{ph}} \cong \Phi_0/[RI]_0 = 220 \text{ m/s}. \quad (20)$$

Поскольку скорость ударной волны (9) значительно выше, чем (20), то эта ситуация соответствует 2-му типу волны фотодиссоциации [21], для которого из формул (22) [21] можно вычислить концентрацию иодида

непосредственно перед фронтом надвигающейся ударной волны и выход стимулированного излучения также непосредственно перед светящимся фронтом

$$[i\text{C}_3\text{F}_7\text{I}]_{r=v_{\text{sh}}t} = [RI]_0 - \frac{\Phi_0}{v_{\text{sh}}} = 5.8 \cdot 10^{17} \frac{\text{mol}}{\text{cm}^3}, \quad (21)$$

$$\begin{aligned} G(r = v_{\text{sh}}t) &= \frac{p_1/\langle\sigma_{RI}\rangle}{1.5} \Phi_0 \left( [RI]_0 - \frac{\Phi_0}{v_{\text{sh}}} \right) \\ &= 3.8 \cdot 10^{21} \frac{h\nu}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}}. \end{aligned} \quad (22)$$

Из оценки (18) следует, что вклад в генерацию может дать только доля исходных молекул  $i\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$ , равная

$$\eta_{\text{ph}} = 0.26 \frac{2}{3} p_1 = 0.156. \quad (23)$$

Это означает, что энергетический КПД нашей конструкции ФИЛ должен был бы составлять

$$\eta_e = \eta_{\text{ph}}\eta_{\Delta} = 0.0064. \quad (24)$$

Между тем экспериментально измеренные величины (8) и (7) соответственно оказались в 7 раз меньше. Из рис. 2, *b* видно, что 4-кратное падение  $W_{\Sigma}$  обусловлено отрицательным действием магнитного поля. И еще почти 2-кратное падение  $P(t)$  вполне может быть обусловлено химическими и рефракционными [15] потерями. Так что в случае полного исключения отрицательного действия магнитного поля суммарный выход  $W_{\Sigma}$  и КПД  $\eta_e$  повысились бы в 4 раза — до значения  $\eta_e = 0.4\%$ . Именно такой КПД был зарегистрирован в электроразрядных ФИЛ конструкции [3] или [20]. Для сравнения укажем, что в ФИЛ с ламповой накачкой с  $E_{\text{ген}} = 1000 \text{ J}$  достигнут энергетический КПД  $\eta_e = 1.4\%$  [2]. Главным положительным фактором в ламповой схеме ФИЛ [2] является то, что электроразряд в замкнутом объеме лампы позволяет достигнуть яркостной температуры излучения накачки, равной  $22000 \text{ K}$ .

## Воздействие лазерного импульса на твердую мишень

Из анализа, выполненного в предыдущем разделе, ясно, что наложение на активную среду ФИЛ периодического магнитного поля в 3–4 раза снижает общий выход  $W_{\Sigma}$  стимулированного излучения. Однако эрозионное воздействие лазерного луча на твердую мишень при этом не только не уменьшается, но увеличивается. Похожий эффект был замечен ранее: порог плазмообразования в лазерном фокусе снижается при многократном импульсном облучении одного и того же образца [22].

Поглощение лазерного излучения в продуктах лазерного факела ничтожно [9], так что разрушение мишени осуществляется только на фронте импульса излучения. В условиях эксперимента, представленного на рис. 2, *b*, при отсутствии магнитной модуляции полная энергия

лазерного импульса составляла бы  $W_{\Sigma} = 100\text{--}120\text{ J}$ , из которых поглотилось бы стальной мишенью не более  $6\text{--}8\text{ J}$ . В результате действия магнитной модуляции величина  $W_{\Sigma}$  устанавливается на уровне  $30 \pm 5\text{ J}$ , но из этой энергии более  $3/4$  проникает в стальную мишень.

Для стали  $C_s = 0.11\text{ cal/g}^{\circ}\text{C}$ ,  $T_m = 1536^{\circ}\text{C}$ ,  $q_m = 65.5\text{ cal/g}$ ,  $C_l \cong C_s$ ,  $T_b = 3000^{\circ}\text{C}$ ,  $q_v = 1511\text{ cal/g}$ . Поэтому, для того чтобы проплавить сталь, необходимо затратить  $E_m = 984\text{ J/g}$ , а чтобы испарить —  $E_v = 8.02\text{ J/g}$ . В наших экспериментах лазерный импульс фокусировали линзой в пятно площадью  $0.02\text{ cm}^2$ , так что поглощенная мишенью плотность энергии составляла

$$W_a = \alpha W_{\Sigma} = \frac{(25 \pm 5)}{0.02\text{ cm}^2} = (300 \pm 60) \frac{\text{cal}}{\text{cm}^2}. \quad (25)$$

Отсюда, согласно формулам (3) и (4), при  $\alpha = 1$  получаем верхний предел глубины проплавленной стали

$$h_m = 1.28\text{ g/cm}^2 = 0.16\text{ cm} \quad (26)$$

и предел глубины испаренной стали

$$h_v = 0.157\text{ g/cm}^2 = 0.02\text{ cm}. \quad (27)$$

Полученная в эксперименте глубина эрозионного кратера составляла около  $0.1\text{ mm}$ , т.е. на удаление из стальной мишени  $1\text{ cm}^3$  материала требуется не менее  $100\text{ kJ}$  энергии. Это сравнимо с величиной  $250 \pm 50\text{ kJ/cm}^3$ , полученной для импульсного излучения  $\text{CO}_2$  лазера [23]. Известно, что с уменьшением длины волны лазерного излучения его эрозионное воздействие на твердые мишени увеличивается [22].

## Список литературы

- [1] Бредерлов Г., Филл Е., Фусс В. и др. // Квантовая электрон. 1976. Т. 3. № 4. С. 906–913.
- [2] Антонов А.С., Белоусова И.М., Герасимов В.А. и др. // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. Вып. 19. С. 1143–1145.
- [3] Басов Н.Г., Зуев В.С., Катулин В.А. и др. // Квантовая электрон. 1979. Т. 6. № 2. С. 311–316.
- [4] Gibson A.F., Key M.H. // Reports on Progress in Physics. 1980. Vol. 43. N 1. P. 1–65.
- [5] Аржанов В.П., Борович Б.Л., Зуев В.С. и др. // Квантовая электрон. 1992. Т. 19. № 2. С. 135–138.
- [6] Басов Н.Г., Белоусов Н.И., Гришунин П.А. и др. // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 10. С. 2068–2081.
- [7] Вейко В.П., Либенсон М.Н. // Лазерная обработка. Л.: Лениздат, 1973.
- [8] Пашанин П.П., Растанов С.Ф., Суходольский А.Т. // Квантовая электрон. 1997. Т. 14. № 4. С. 869–870.
- [9] Мажужин В.И., Пестрякова Г.А. // ДАН СССР. 1984. Т. 278. № 4. С. 843–847.
- [10] Kasper J.V.V., Parker J.H., Pimentel G.C. // J. Chem. Phys. 1965. Vol. 43. N 5. P. 1827–1828.
- [11] Скоробогатов Г.А. // Докт. дис. Л.: ЛГУ, 1980. С. 225.
- [12] Борович Б.Л., Зуев В.С., Катулин В.А. и др. // Итоги науки и техники. Радиотехника. М., 1978. Т. 15. С. 189.

- [13] Белоусова И.М., Бобров Б.Д., Гренишин А.С., Киселев В.М. // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. № 2. С. 446–448.
- [14] Алехин Б.В., Лажинцев Б.В., Нор-Армян В.А. и др. // Квантовая электрон. 1976. Т. 3. № 11. С. 2369–2373.
- [15] Зуев В.С., Корольков К.С., Носач О.Ю., Орлов Е.П. // Квантовая электрон. 1980. Т. 7. № 12. С. 2604–2613.
- [16] Дымов Б.П., Скоробогатов Г.А. // ЖТФ. 1978. Т. 48. Вып. 1. С. 124–128.
- [17] Скоробогатов Г.А., Максимов Б.Н., Селезнев В.Г. и др. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 2. С. 253–259.
- [18] Скоробогатов Г.А., Селезнев В.Г., Максимов Б.Н., Слесарь О.Н. // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 11. С. 2454–2458.
- [19] Комаров В.С., Селезнев В.Г., Скоробогатов Г.А. // ЖТФ. 1974. Т. 44. Вып. 4. С. 875–878.
- [20] Камруков А.С., Кашиников Г.Н., Козлов Н.П. и др. // Квантовая электрон. 1976. № 9. С. 2023–2028.
- [21] Скоробогатов Г.А. // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. Вып. 10. С. 452–456.
- [22] Агеев В.П., Горбунов А.А., Конов В.И., Прохоров А.М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. № 4. С. 732–737.
- [23] Веденов А.А., Гладуш Г.Г., Дробязко С.В., Сенаторов Ю.М. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 10. С. 2154–2159.