

## ЛАЗЕРНО-ДУГОВАЯ ОБРАБОТКА ЖЕЛЕЗОУГЛЕРОДИСТЫХ СПЛАВОВ С ЭМИССИОННЫМИ ПОКРЫТИЯМИ И УГЛЕРОД-УГЛЕРОДНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

© 2000 Д.М. Гуреев, С.И. Кузнецов, А.Л. Петров

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Изучены условия стабилизации опорного пятна электрической дуги на поверхности металлических и углеграфитовых материалов в широком диапазоне интенсивностей лазерного излучения. Физически обосновано использование лазерно-дугового источника с низкой интенсивностью лазерного излучения и дугой обратной полярности для эффективной термообработки поверхности металлов с эмиссионными покрытиями и углерод-углеродных композиционных материалов.

### Введение

Использование комбинированных методов обработки, сочетающих достоинства различных источников концентрированных потоков энергии, позволяет повысить эффективность технологических процессов, обеспечивающих улучшение эксплуатационных характеристик материалов. Одним из таких методов является лазерно-дуговая обработка, заключающаяся в совместном воздействии лазерного излучения и плазмы дугового разряда [1-4]. Достоинства данного метода определяются возможностью стабилизации опорного пятна дуги в зоне лазерного воздействия и управления с помощью лазерного излучения передачей энергии от плазменно-дугового источника в обрабатываемый материал. Совмещенный лазерно-дуговой источник по своей эффективности эквивалентен более мощному лазерному источнику и может быть использован как для термической обработки, так и для легирования, заплавления поверхностных дефектов, резки, сварки материалов [4-8].

В настоящей работе изучены условия стабилизации опорного пятна дуги на поверхности металлических и неметаллических материалов в широком диапазоне интенсивностей лазерного излучения. Приведены результаты экспериментальных исследований совместного воздействия лазерного излучения и плазмы электродугового разряда на железоуглеродистые сплавы с эмиссионными покрытиями и углерод-углеродные композиционные материалы (УУКМ). Физически

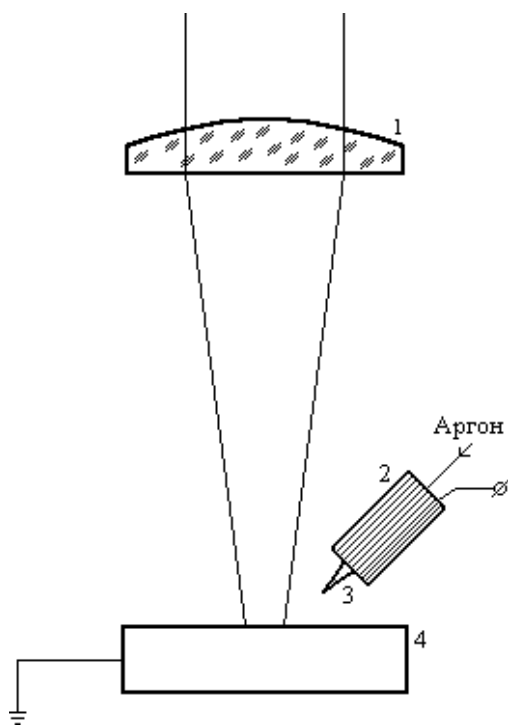
обосновано применение способа комбинированной обработки материалов лазерным излучением низкой интенсивности и дугой обратной полярности.

### Материалы и методика эксперимента

Эксперименты по исследованию лазерно-дугового воздействия проводились на стенде, который включал в себя CO<sub>2</sub>-лазер непрерывного действия ЛГН-702 и универсальный пост для аргонодуговой сварки ВСВУ-80. Максимальная мощность лазерного излучения составляла 600 Вт. Излучение лазера падало на обрабатываемую поверхность под углом 90° и фокусировалось на ней линзой с фокусным расстоянием 335 мм. Изменение диаметра лазерного пятна осуществлялось дефокусировкой излучения.

Электрод сварочной головки располагался вблизи зоны лазерного воздействия, в одном случае, под углом ~ 45° к обрабатываемой поверхности (рис.1), в другом, – перпендикулярно ей (рис.2). В схеме рисунка 1 использовались вольфрамовые и графитовые стержневые электроды, в схеме 2 – медные и графитовые массивные электроды. Через сварочную головку соосно с электродом в зону лазерно-дугового воздействия подавался инертный газ (аргон), расход которого контролировался по ротаметру и не превышал 8 л/мин. Электрическая дуга инициировалась с помощью высоковольтного осциллятора.

Обрабатываемый образец служил вторым электродом (анодом или катодом). Он



**Рис. 1.** Схема лазерно-дугового воздействия с расположением электрода под углом  $\sim 45^\circ$  к обрабатываемой поверхности  
1 – линза, 2 – плазменно-дуговая горелка, 3 – электрод, 4 – обрабатываемый материал

размещался на координатном столе, который обеспечивал его перемещение со скоростями от 0,5 до 20,0 мм/с. В качестве обрабатываемых материалов использовались сталь 3 и УУКМ. Эмиссионными покрытиями для стали 3 служили окислы ВаО и СаО. Они наносились в виде водной суспензии и подвергались последующей сушке при температуре около 100 °С.

### Физические основы процессов, протекающих при совместном воздействии лазерного излучения и плазмы дугового разряда

Возможность использования дугового разряда в качестве теплового источника для поверхностной обработки определяется тем, что в процессе горения дуги на поверхностях электрода и обрабатываемого материала формируются активные опорные пятна, представляющие собой нагретые участки, через которые протекает весь ток дуги. Активное опорное пятно, находящееся на катоде, носит название катодного, на аноде – анодного. При плазменно-дуговом воздействии характер теплового источника определяется приэлек-

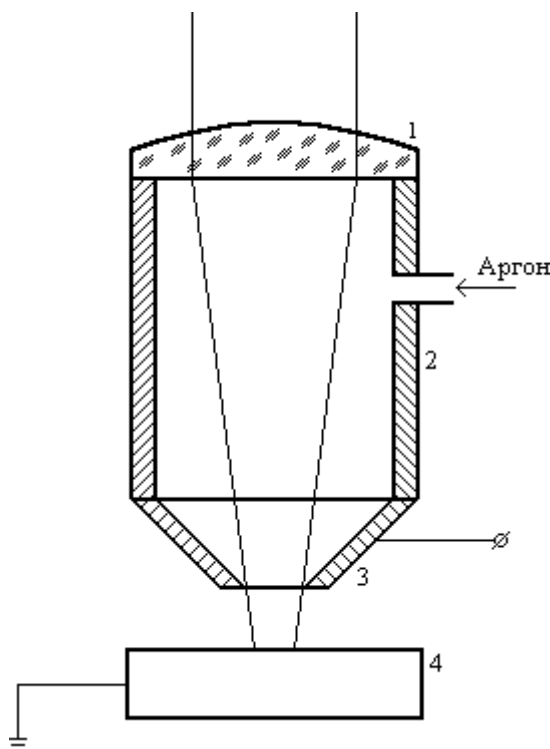
тродными процессами. По характеру процессов на катоде дуги можно разделить на два основных типа [9-11]:

- дуга с горячим термоэмиссионным катодом,
- дуга с холодным катодом.

Катод в дугах первого типа нагревается до температур 3000 °С и выше, при этом основная часть катодного тока обуславливается термоэлектронной эмиссией. Столь высокие температуры в течение длительного времени могут выдерживать такие материалы, как углерод и тугоплавкие металлы. К примеру, в угольной дуге температура катода достигает  $\sim 3250$  °С, анода –  $\sim 3950$  °С.

Ток в дугах второго типа протекает через одно или несколько небольших быстро и беспорядочно перемещающихся пятен на катоде. Основным механизмом эмиссии в катодных пятнах в этом случае является термоавтоэлектронная эмиссия.

Для термической обработки материалов существует принципиальная возможность использовать как дугу прямой полярности (обрабатываемый материал – анод), так и дугу



**Рис. 2.** Схема лазерно-дугового воздействия с расположением электрода перпендикулярно обрабатываемой поверхности  
1 – линза, 2 – тубус, 3 – сопло – электрод, 4 – обрабатываемый материал

обратной полярности (обрабатываемый материал – катод). Однако при технологическом применении дугового разряда в подавляющем большинстве случаев анодом служит обрабатываемый материал. Это обусловлено, во-первых, балансом энергии на электродах. Результаты расчетов и экспериментальных исследований показывают, что в анодной области дуги выделение энергии значительно больше, чем в катодной. Во-вторых, при использовании неподвижного электрода в качестве анода значительно увеличивается его расход, распыление же электрода может привести к нежелательному осаждению распыляемого материала на обрабатываемом изделии [9-11]. Вместе с тем, учитывая, что энергосодержание на катоде даже при токах в сотни ампер составляет 10...12%, а при токах до 50 А достигает 40% против 20...30% на аноде, это не снимает вопрос о возможности использования дуги обратной полярности в качестве теплового источника для термической обработки материалов.

Одним из основных недостатков обработки дугой по сравнению с обработкой другими концентрированными источниками энергии является плохая управляемость дуговым разрядом. В процессе горения дугового разряда опорные пятна дуги совершают хаотические движения относительно положения равновесия или периодически отстают от оси электрода, что приводит к искривлению теплового следа или образованию отдельных капель расплавленного металла на обрабатываемой поверхности. Вследствие этого основная идея комбинированной лазерно-дуговой обработки состоит в том, что сфокусированное лазерное излучение, нагревая обрабатываемый материал, формирует канал с повышенной проводимостью, к которому осуществляется «привязка» анодного или катодного пятна дуги.

В работах [1-4] показана возможность стабилизации и «привязки» анодного пятна дуги к зоне лазерного воздействия. Установлено, что эффект стабилизации анодного пятна носит пороговый характер по отношению к интенсивности лазерного излучения  $q$ . «Привязка» анодного пятна дуги осуществлялась при  $q \geq q^* \in 10^5 \dots 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> [4]. Значение

$q^*$  близки к критической интенсивности лазерного излучения, при которой реализуется режим кинжального проплавления. Эффект «привязки» и стабилизации анодного пятна дуги сфокусированным лазерным излучением объясняется образованием плазменно-парового канала на поверхности мишени в зоне лазерного нагрева. Положение плазменно-парового канала задается положением оси лазерного излучения. Следует подчеркнуть, что для «привязки» анодного пятна необходима определенная степень ионизации эрозионного факела, ниже которой стабилизация анодного пятна отсутствует, несмотря на достаточно интенсивное испарение материала мишени.

Описанный способ лазерно-дуговой обработки может быть реализован только при использовании лазерного излучения мощностью выше 500 Вт в режиме, близком к одномодовому. Вместе с тем, данный способ непригоден для термической обработки поверхности неплавящихся материалов, например, углеграфитовых, вследствие образования в них глубокого канала разрушения. Применение его для резки этих материалов также неэффективно, так как основная роль дугового разряда при комбинированной лазерно-дуговой резке сводится к предварительному нагреву разрезаемого материала для повышения его поглотительной способности, в том числе за счет образования оксидных пленок [4]. При резке углеграфитовых материалов теплота, затрачиваемая на нагрев углерода до температуры испарения, на порядок меньше теплоты испарения, а поглотительная способность углерода достаточно высока (около 0,8 при длине волны излучения  $\lambda = 1,06$  мкм и около 0,5 при  $\lambda = 10,6$  мкм) и при повышении температуры изменяется незначительно.

Единственной возможностью стабилизации опорного пятна дуги и его «привязки» к зоне лазерного воздействия при  $q < q^*$  является совмещение лазерного излучения с дугой обратной полярности. Рассмотрим этот вариант, т. е. обрабатываемый материал в данном случае является катодом для дугового разряда. Для оценки плотности тока термоэлектронной эмиссии воспользуемся известной формулой Ричардсона-Дэшмана

$$j_e = A \bar{D} T_s^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT_s}\right), \quad (1)$$

где  $A = 1,2 \cdot 10^6 \text{ A}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^2)$  – постоянная Ричардсона,  $\bar{D}$  – коэффициент прозрачности потенциального барьера для электронных волн,  $T_s$  – температура эмиттирующей поверхности,  $e\phi$  – работа выхода электрона с поверхности материала,  $k$  – постоянная Больцмана. Сильное электрическое поле, образующееся у поверхности катода, вследствие эффекта Шоттки уменьшает работу выхода и тем самым увеличивает величину термоэмиссионного тока [9].

Условие существования электрической дуги состоит в превышении, с одной стороны, силы тока в разряде некоторого порогового значения  $I^*$ , с другой, – разности потенциалов на электроде (аноде) и образце (катоде) катодного падения потенциала  $U_c \approx (1...2) A_i$ , где  $A_i$  – потенциал ионизации материала образца [10]. Пороговое значение тока можно оценить, используя эмпирическую зависимость

$$I^* \approx 0,25 \cdot 10^{-3} T_b \sqrt{\lambda_T}, \quad (2)$$

где  $T_b$  – температура кипения материала катода (образца), К;  $\lambda_T$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К). Оценки, выполненные для графита, железа и железноуглеродистых сплавов, дают значения  $I^* \approx 4 \text{ A}$ . Для исследованных нами УУКМ  $I^* \approx 3 \text{ A}$ .

Лазерное излучение, осуществляя локальный нагрев поверхности обрабатываемого материала, инициирует поток термоэлектронов. Ток термоэмиссии из зоны лазерного нагрева можно оценить, используя формулу (1), как

$$I = \pi r^2 j_e, \quad (3)$$

где  $r$  – радиус лазерного пятна.

Если ток термоэмиссии, вызванный лазерным нагревом, примерно равен току дуги, то это создает условия для привязки катодного пятна к зоне лазерного воздействия. В табл.1 приведены оценки тока термоэлектронной эмиссии и мощности, выделяемой на катоде, при различных температурах в зоне лазерного нагрева железа и углерода. В расчетах использовалось значение  $A \bar{D} = 0,6 \cdot 10^6 \text{ A}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^2)$ . Эффективный диаметр лазерного луча на поверхности соответствовал использованному в экспериментах 5,5 мм. Работа выхода для железа равна 4,31 эВ, для углерода – 4,70 эВ [12]. Энерговыведение на катоде оценивалось как  $Q_a = aUI$ , где  $U = 15 \text{ В}$  – типичное для аргоновых дуг напряжение горения. Коэффициент  $a$  при токах дуги до 50 А можно принять равным 0,4, при больших токах энерговыведение на катоде уменьшается, поэтому значение  $Q_a$  при  $I > 50 \text{ A}$ , приведенное в табл.1, несколько завышено.

Как показывают оценки, вследствие высокой температуры испарения углеродных материалов при их лазерно-дуговой обработке возможно получение достаточно больших термоэмиссионных токов при относительно невысокой мощности лазерного излучения. При этом энерговыведение на катоде оказывается сравнимым с поглощенной лазерной энергией при токе дуги 50 А, т. е. при температурах катода выше 3500 К.

Температура кипения стали при воздействии на нее лазерного излучения мощностью 600 Вт достигалась в наших экспериментах при  $d = 2r < 1,5 \text{ мм}$ . В этом случае ток

**Таблица 1.** Ток термоэлектронной эмиссии и мощность, выделяемая на катоде, при различных температурах в зоне лазерного нагрева железа и углерода

| Материал катода | $T, \text{ K}$ | $j_e, \text{ A}/\text{cm}^2$ | $I, \text{ A}$ | $Q_a, \text{ Вт}$ |
|-----------------|----------------|------------------------------|----------------|-------------------|
| Железо          | 3145           | 75                           | 18             | 100               |
| Углерод         | 3000           | 7                            | 2              | 10                |
|                 | 3500           | 130                          | 30             | 180               |
|                 | 3900           | 780                          | 185            | 1100              |

эмиссии из зоны лазерного нагрева также оказывается порядка  $I^*$  и, следовательно, лазерным излучением мощностью 600 Вт можно обеспечить поддержание дугового разряда, приложив к электродам соответствующее вольт-амперной характеристике напряжение. Однако при таких невысоких значениях тока дополнительное энерговыделение в зоне лазерного воздействия от дугового разряда незначительно. Для достижения же температуры кипения в пятне диаметром 5,5 мм на поверхности железоуглеродистых сплавов необходимо воздействие лазерного излучения мощностью более 4 кВт, но даже в этом случае, как следует из табл. 1, ток термоэмиссии не превышает 20 А. В работе [4] экспериментально показано, что лазерное излучение мощностью 600 Вт не может обеспечить стабилизацию катодного пятна, если сила тока в дуговом разряде превышает 10 А. В этом случае катодное пятно дуги уходит из зоны лазерного воздействия и оба тепловых источника движутся по поверхности мишени независимо друг от друга.

Таким образом, из проведенного анализа следует, что «привязка» опорного пятна дуги при мощности лазерного излучения менее 1 кВт и интенсивностях менее  $1 \cdot 10^5$  Вт/см<sup>2</sup> возможна только для углеграфитовых материалов. При этом реализуется вариант комбинированной обработки лазерным излучением и дугой обратной полярности. Лазерно-дуговая обработка металлов при таких параметрах излучения осуществима лишь в применении к титану, имеющему температуру кипения около 3500 К и работу выхода 3,95 эВ [12], когда при диаметре лазерного пятна 2 мм ток эмиссии может достигать 50 А.

Увеличение тока термоэмиссии возможно за счет снижения работы выхода электронов с обрабатываемой поверхности. В настоящее время в электронной технике используется большое количество различных типов катодов с высокой эмиссионной способностью [13]. Наибольший интерес в нашем случае представляют катоды с нанесенными на них оксидами щелочноземельных металлов или гексаборидом лантана  $LaB_6$ . Известно, например, что для системы ВаО-Fe работа выхода равна 1,61 эВ [14]. Такие катоды спо-

собны обеспечить на короткое время термоэлектронный ток в десятки и даже сотни ампер при температурах 1300...2000 К. Если при лазерно-дуговой обработке использовать покрытия с высокой эмиссионной способностью, то с помощью низкоинтенсивного лазерного излучения можно создать условия для инициирования и стабильного горения электрической дуги обратной полярности. Расчеты по формулам (1) и (3) показывают, что для системы ВаО-Fe условия для поддержания дуги с током 50 А выполняются при диаметре пятна лазерного нагрева 4 мм и температуре нагрева 1400 К. Указанный уровень эмиссии рассчитан в предположении равномерного нагрева поверхности в пределах пятна фокусировки лазерного излучения. При гауссовом распределении интенсивности излучения по диаметру пятна, которое имело место в наших экспериментах, ток эмиссии 50 А мог быть обеспечен при температурах в центре пятна, равных или превышающих на 100...200 градусов температуру плавления металла. Такие температуры при диаметре сфокусированного луча 4...5 мм вполне могут быть достигнуты с помощью лазерного источника мощностью 600 Вт. Этому также способствует более высокая поглощательная способность эмиссионных покрытий по сравнению с обрабатываемыми металлами.

### **Экспериментальные результаты и их обсуждение**

*Лазерно-дуговая обработка стали с эмиссионными покрытиями.* Лазерно-дуговой обработке подвергались образцы из стали 3 с эмиссионными покрытиями ВаО и СаО. Измерения показали, что поглощательная способность эмиссионных покрытий из оксидов щелочноземельных металлов на длине волны 10,6 мкм составляет 0,8...0,9. Такая большая поглощательная способность приводит к тому, что плавление основного металла при скорости обработки 3 мм/с начинается при интенсивности лазерного излучения  $2,0 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>, тогда как при той же скорости обработки в среде аргона плавление поверхности без покрытия наступало при интенсивности  $3,5 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>.

Эксперименты показали, что в опреде-

ленном диапазоне интенсивностей лазерного излучения электрическая дуга инициируется без использования вспомогательных средств (высоковольтных осцилляторов, испаряющихся проволочек и т. п.), что не происходило даже при образовании плазменно-эрозионного факела при лазерном нагреве образца без покрытия. В случае, когда образец с покрытием являлся анодом, инициирования дуги не происходило во всем диапазоне интенсивностей лазерного излучения, подтверждая определяющую роль термоэлектронной эмиссии в процессе зажигания дуги.

В отсутствие лазерного излучения случайные блуждания катодного пятна дуги приводили к искривлению теплового следа на образце. Воздействие лазерного излучения позволило избавиться от этого и получить прямолинейный тепловой след.

Установлено несколько факторов, играющих определяющую роль в стабилизации катодного пятна дуги при комбинированном воздействии. Одним из таких факторов является толщина покрытия. Выявлено, что для обеспечения стабильного горения дуги толщина покрытия не должна превышать 150 мкм. При увеличении толщины покрытия ухудшается стабилизация катодного пятна и наблюдаются колебания тока дуги в пределах 20 А.

Другим фактором, влияющим на поведение дуги, является расстояние между поверхностью образца и анодом. Стабильное горение дуги наблюдается при расстояниях 1...2 мм. При этом катодное пятно не выходит за пределы зоны лазерного воздействия. При расстояниях, больших 2 мм, происходит

запаздывание зажигания дуги относительно момента подачи на образец лазерного излучения. Слишком малый зазор между образцом и анодом приводит к образованию капель расплавленного металла и замыканию разрядного промежутка. Следует отметить, что наиболее предпочтительной для лазерно-дуговой обработки с дугой обратной полярности является схема 2, так как использование охлаждаемого массивного анода резко снижает или практически полностью устраняет его распыление. Последнее позволяет сохранять зазор между образцом и анодом неизменным.

Наиболее важным фактором, влияющим на стабилизацию дуги при лазерно-дуговом воздействии, является интенсивность лазерного излучения. Выявлено, что эффект стабилизации катодного пятна дуги наблюдается в диапазоне интенсивностей

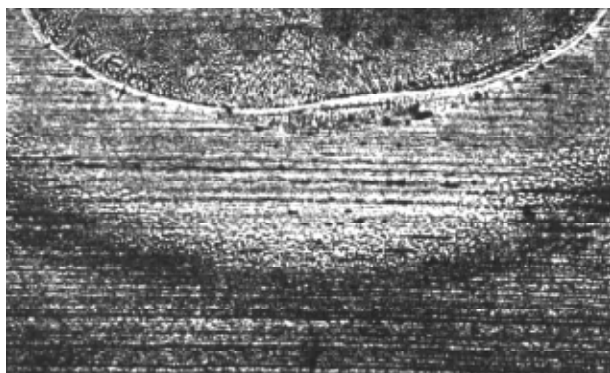
$$1,5 \cdot 10^4 \text{ Вт/см}^2 > q > 2,5 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2.$$

Если определить время нагрева материала лазерным излучением с нормальным распределением интенсивности по пятну фокусировки как  $t = \frac{2r}{v}$ , где  $v$  – скорость обработки, то для температуры в центре пятна нагрева можно записать [15]

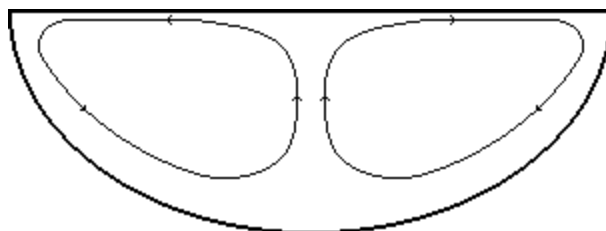
$$T(0,0,0,t) = \frac{(1-R)P}{\pi\lambda_T\sqrt{4\pi a_T t_0}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{t}{t_0}}, \quad (4)$$

где  $R$  – коэффициент отражения лазерного излучения поверхностью,  $a_T$  – коэффициент температуропроводности материала,

$t_0 = \frac{1}{4a_T k_0}$ ,  $k_0$  – коэффициент сосредоточен-



а)



б)

Рис. 3. Поперечное сечение зоны лазерного воздействия в стали 3 при увеличении  $r$  40 (а) и схема вихревых течений в ванне формируемого расплава (б)

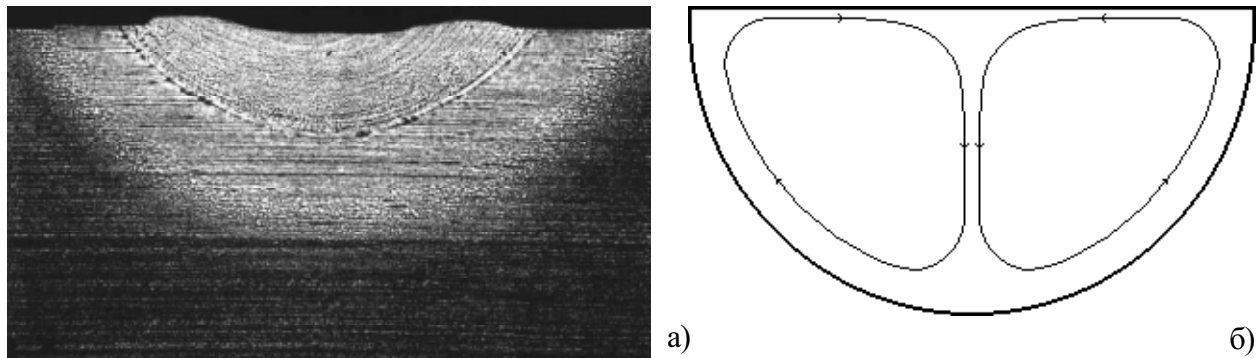


Рис. 4. Поперечное сечение зоны лазерно-дугового воздействия в стали 3 при увеличении  $\times 25$  (а) и схема вихревых течений в ванне формируемого расплава (б)

ности источника. Оценки по формуле (4) показывают, что при максимальной скорости обработки 12,2 мм/с и минимальной интенсивности  $2,5 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup> температура в центре пятна нагрева будет составлять  $\sim 1300$  К. При минимальной скорости обработки 2,7 мм/с и максимальной интенсивности  $1,5 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> температура в центре пятна нагрева оценивается как  $\sim 3400$  К. Следовательно, нижний порог интенсивности лазерного излучения обусловлен температурой в зоне лазерного воздействия, достаточной для обеспечения необходимого для стабилизации дуги эмиссионного тока. При  $q > 1,5 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup> наблюдается интенсивное испарение материала образца и полное удаление покрытия из зоны лазерного воздействия. Удаление покрытия может происходить также вследствие его перемешивания с расплавами. В этом случае катодное пятно уходит из зоны лазерного нагрева и движется параллельно следу от лазерного луча. Таким образом, область стабильной привязки катодного пятна электрической дуги к зоне лазерного воздействия определяется, с одной стороны, минимальной температурой нагрева, обеспечивающей необходимый ток эмиссии, с другой, – нестабильным состоянием поверхности расплава и испарением оксида при сильном нагреве.

Для более полного представления кар-

тины совместного воздействия лазерного излучения и дуги обратной полярности проводились измерения геометрических параметров ванн расплавов, создаваемых лазерным и лазерно-дуговым источниками. На рис. 3 показано поперечное сечение зоны воздействия, сформированной в стальном образце сфокусированным лазерным излучением мощностью 600 Вт при скорости обработки 2,7 мм/с. Обращает на себя внимание характерный вид ванны расплава с ярко выраженными следами термокапиллярного течения. Структура течения аналогична приведенной в работе [16]: по обе стороны от центра в ванне расплава формируются два вихревых потока, в самом же центре образуется застойная зона. На рис.4 показано поперечное сечение зоны воздействия, созданной комбинированным лазерно-дуговым источником при той же скорости обработки и токе дуги 50 А. Структура ванны расплава свидетельствует о том, что она практически вся была вовлечена в вихревое движение. В обоих случаях диаметр лазерного пятна равен 3,3 мм. При лазерно-дуговом воздействии поперечное сечение ванны расплава имеет ярко выраженную форму кругового сегмента, тогда как поперечное сечение ванны расплава при лазерном воздействии характеризуется более плоской формой, что обусловлено различ-

Таблица 2. Геометрические параметры ЗТВ при лазерной и лазерно-дуговой обработках

| Тип источника   | Глубина ванны расплава, мм | Глубина ЗТВ, мм | Ширина ванны расплава, мм | Ширина ЗТВ, мм |
|---|----------------------------|-----------------|---------------------------|----------------|
| Лазерный<br>(1-R)P $\approx$ 500 Вт   | 0.58                       | 1.45            | 2.68                      | 4.25           |
| Лазерно-дуговой<br>(1-R)P $\approx$ 500 Вт, Q <sub>a</sub> $\approx$ 250 Вт | 0.76                       | 1.73            | 2.83                      | 4.64           |

ем в протекании процессов тепломассопереноса. Помимо этого большие размеры ванны лазерно-дугового расплава отражают больший энерговыход лазерно-дугового источника по сравнению с лазерным. В табл. 2 приведены геометрические параметры зон термического воздействия (ЗТВ) для обоих источников.

Из табл. 2 следует, что дополнительный энерговыход  $Q_a$  от дуги ведет к увеличению как глубины, так и ширины ЗТВ, возрастает также объем расплавленного металла. Для характеристики теплового источника, используемого для обработки металлов с их оплавлением, вводится понятие термического КПД, определяемого как отношение энергии, идущей на плавление, к полной энергии, поглощенной металлом [17]

$$\eta_T = \frac{(c_p T_m + H_m) \zeta}{(1-R)P + Q_a}, \quad (5)$$

где  $c_p$  – удельная теплоемкость металла,  $T_m$  – температура плавления,  $H_m$  – скрытая теплота плавления,  $\zeta = \rho S v$  – скорость плавления,  $\rho$  – плотность металла,  $S$  – площадь поперечного сечения ванны расплава.

Расчеты по формуле (5) показывают, что термический КПД при лазерной и лазерно-дуговой обработке одинаков и составляет

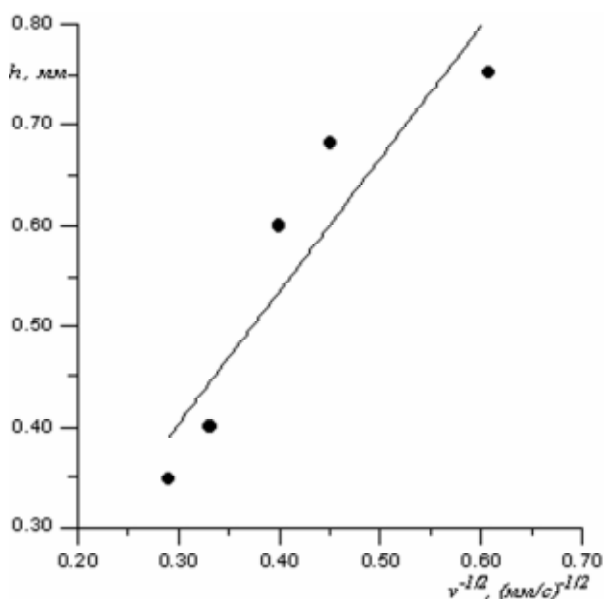


Рис. 5. Зависимость глубины ванны расплава  $h$  от параметра  $\frac{1}{\sqrt{v}}$  при лазерно-дуговой обработке

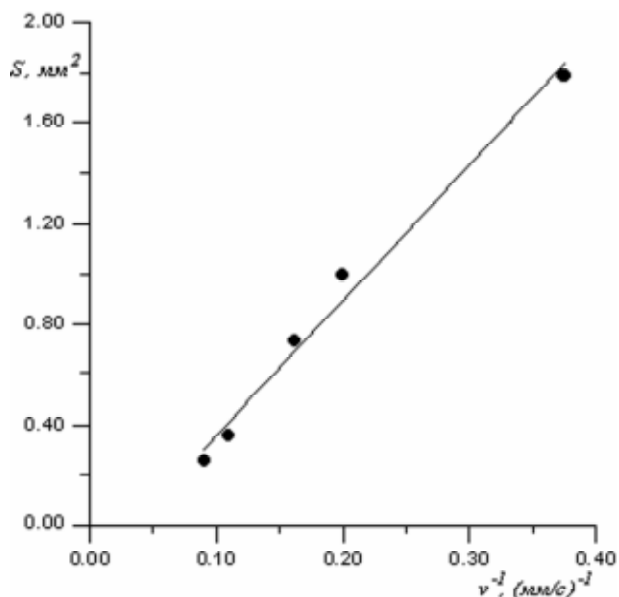


Рис. 6. Зависимость площади ванны расплава  $S$  от параметра  $\frac{1}{v}$  при лазерно-дуговой обработке

0,06, в то время как скорость плавления при лазерно-дуговой обработке примерно в 1,5 раза выше, чем при лазерной. Если учесть, что поглощенная мощность лазерного излучения равна 500 Вт, а мощность, вкладываемая в образец от дуги, – 250 Вт, то увеличение скорости плавления при лазерно-дуговой обработке пропорционально увеличению мощности лазерно-дугового источника по отношению к лазерному источнику. Глубина ванны расплава в отсутствие развитого испарения описывается той же зависимостью от скорости обработки, что и глубина зоны твердофазной закалки. На рис.5 и 6 приведены зависимости глубины  $h$  и площади  $S$  ванны расплава от скорости обработки.

Анализ полученных данных показывает, что при лазерно-дуговом воздействии с дугой обратной полярности выполняются следующие зависимости:

$$\left. \begin{aligned} h &\sim \frac{1}{\sqrt{v}} \\ S &\sim \frac{1}{v} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Таким образом, на основании результатов исследований можно сделать вывод, что комбинированный лазерно-дуговой источник следует рассматривать как поверхност-



ный тепловой источник с эффективной мощностью, равной сумме мощностей лазерного излучения и электрической дуги, вкладываемых в обрабатываемый материал. При этом эффективность энергозатрат от дугового разряда может быть повышена путем использования дуги переменной полярности.

При лазерно-дуговом нагреве так же, как и при лазерном в приповерхностном слое металла формируются две основные зоны: зона расплава и ЗТВ (рис.3 и 4), размеры которых определяются параметрами обработки. Зона расплава имеет дендритное строение с увеличивающимся размером кристаллитов по мере удаления от поверхности. Ее структурно-фазовый состав – мартенситно-аустенитный. Микротвердость зоны расплава в 1,5...2,0 раза выше микротвердости исходной ферритно-перлитной структуры и составляет 3700...4200 МПа.

ЗТВ, окружающая зону расплава, в свою очередь, состоит из двух зон: зоны полной закалки и зоны неполной закалки. Микроструктура зоны полной закалки преимущественно мартенситная. Микротвердость ее несколько ниже, чем микротвердость зоны расплава и составляет 3300...3700 МПа. В зоне неполной закалки нагрев стали осуществляется до температур из межкритического интервала, следствием чего является сохранение в этой зоне большого количества ферритных зерен. Микротвердость зоны неполной закалки составляет 2680...3110 МПа, что ниже микротвердости зон расплава и полной закалки, но выше микротвердости исходной структуры (2140...2200 МПа). Толщина зоны неполной закалки находится в пределах 200...350 мкм.

*Лазерно-дуговая обработка УУКМ.* Ранее нами была показана возможность использования лазерного излучения для термической обработки УУКМ с целью повышения их эксплуатационных характеристик [18]. Электродуговой тепловой источник также может быть использован для термической обработки углеродных материалов. В частности, эксперименты с дугой прямой полярности показали что, как и в случае лазерной обработки электродуговая обработка УУКМ приводит к аналогичным изменениям в их структуре. В табл. 3 приведены параметры обработки и основные структурные параметры образцов, подвергнутых воздействию электрической дуги и лазерного излучения, а также исходного материала. Образцы исследовались на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3. Здесь  $I_{002}$  – интенсивность линии (002) углерода,  $d_{002}$  – межплоскостное расстояние, характеризующее степень упорядоченности углерода,  $\gamma$  – степень графитации,  $L_{002}$  – размер кристаллитов углерода по оси "с" [19].

Из табл. 3 видно, что при дуговой обработке, как и при лазерной происходит упорядочение кристаллической структуры УУКМ, появляется фаза углерода с высокой степенью графитации  $\gamma$ . Характерной особенностью дуговой обработки по сравнению с лазерной является одна и та же степень упорядоченности графитовой фазы при различных мощностях теплового источника. Это связано с одинаковой температурой в зоне термического воздействия, которая, как отмечалось выше, на аноде дуги примерно равна температуре испарения углерода. Возрастание интенсивности  $I_{002}$  рентгеновской линии (002)

**Таблица 3.** Параметры обработки и основные структурные параметры образцов из УУКМ

| Вид обработки | $I$ , А | $Q_a, P$ , Вт | $v$ , мм/с | $I_{002}$ , отн. ед. | $d_{002}$ , нм | $\gamma$ , % | $L_{002}$ , нм |
|---------------|---------|---------------|------------|----------------------|----------------|--------------|----------------|
| Дуговая       | 20      | 300           | 4.0        | 5                    | 0.339          | 59           | 16.0           |
|               | 30      | 450           | 4.0        | 5                    | 0.339          | 59           | 16.0           |
|               | 40      | 600           | 4.0        | 6                    | 0.339          | 59           | 16.0           |
|               | 50      | 750           | 4.0        | 6                    | 0.339          | 59           | 16.0           |
|               | 60      | 900           | 4.0        | 8                    | 0.339          | 59           | 16.0           |
|               | 70      | 1050          | 4.0        | 9                    | 0.339          | 59           | 16.0           |
| Лазерная      | ----    | 600           | 2.5        | 7                    | 0.339          | 59           | 16.0           |
| ----          | ----    | ----          | ----       | 1                    | 0.370          | ----         | 1.2            |

указывает на количественное увеличение графитовой фазы в структуре материала.

Основным недостатком электродуговой обработки УУКМ является нестабильность дуги, которая выражается в ее нестабильном зажигании, значительных (до 20 А) колебаниях тока и прерывании разряда в процессе обработки. Причина срывов дугового разряда при обработке УУКМ состоит в их более высоком, чем у металлов электросопротивлении вдоль оси, перпендикулярной поверхности. Поэтому даже при незначительном нарушении контакта между углеродным образцом и подключенной к электроду подложкой существенно изменяется режим горения дуги. По этой же причине могут происходить блуждания анодного пятна по обрабатываемой поверхности относительно направления перемещения образца.

При обработке УУКМ дугой обратной полярности отмеченные нестабильности проявлялись более выражено. Так, искривление теплового следа на поверхности образцов в результате случайных блужданий катодного пятна и колебания тока дуги в пределах 10 А наблюдались во всем диапазоне параметров обработки. В данном случае это связано не только с низкой проводимостью материала, но и с влиянием шероховатости его поверхности на процессы термоэмиссии.

При одновременном воздействии лазерного излучения тепловой след от электрической дуги выравнивался и катодное пятно полностью совпадало с тепловым следом от лазерного излучения. Инициирование дуги, как и в случае комбинированной обработки стальных образцов с эмиссионными покрытиями, происходило при нагреве УУКМ лазерным излучением без использования вспо-

могательных средств. Стабильное горение дуги при токе 50 А наблюдалось при скоростях обработки до 20 мм/с.

При воздействии лазерно-дугового источника на УУКМ в режиме резки катодное пятно располагалось на одном из краев канала реза. В этом случае, как показано в работе [20], происходит уменьшение тока термоэмиссии из зоны лазерного воздействия, т. е., как и при обработке металлов, катодное пятно стремится уйти из зоны нестабильности, вызванной заглублением лазерного теплового источника.

В табл.4 приведены параметры тепловых источников и ЗТВ, формируемых при их воздействии на УУКМ без разрушения поверхности. Скорость обработки во всех случаях составляла 4 мм/с. При комбинированной лазерно-дуговой обработке в качестве диаметра пятна принималась ширина ЗТВ, поскольку термоэмиссия осуществляется со всей зоны нагрева.

В последнем столбце табл.4 приведены данные, полученные из установленной нами для УУКМ зависимости глубины ЗТВ от параметров лазерной обработки

$$h = 0.014 \frac{P}{\sqrt{dv}} - 0.45 \quad (7)$$

Глубина ЗТВ при лазерно-дуговой обработке также хорошо описывается зависимостью (7). При расчете учитывалось, что коэффициент отражения лазерного излучения с длиной волны 10,6 мкм поверхностью УУКМ равен 0,5, а энергозатрат на катод дуги составляет  $0,4UI$ , т. е. при обработке УУКМ дуговой разряд мощностью 600 Вт соответствует лазерному излучению мощностью 500 Вт. В соответствии с данными

**Таблица 4.** Параметры тепловых источников и соответствующих им ЗТВ в УУКМ

| Тип источника   | $I$ , А | $Q_a$ , $P$ , Вт | Диаметр пятна, мм | Интенсивность источника, $10^3$ Вт/см <sup>2</sup> | Ширина ЗТВ, мм | Глубина а ЗТВ, мм | Расчетная глубина ЗТВ, мм |
|-----------------|---------|------------------|-------------------|--|----------------|-------------------|---------------------------|
| Дуговой         | 50      | 600              | 4.0               | 4.8  | 4.0            | 0.8...1.0         | 1.3                       |
| Лазерный        | ----    | 600              | 5.5               | 2.5  | 5.8            | 1.3               | 1.3                       |
| Лазерно-дуговой | 50      | 1200             | 6.8               | 3.6  | 6.8            | 2.3               | 2.4                       |

табл.4 можно утверждать, что, как и для лазерного источника, зависимость глубины ЗТВ от скорости обработки имеет вид  $h \sim \frac{1}{\sqrt{v}}$ .

Комбинированный лазерно-дуговой источник в сопоставлении с лазерным формирует примерно в 2 раза больший объем ЗТВ.

Таким образом, как и при обработке металлов с эмиссионными покрытиями, комбинированный лазерно-дуговой источник следует рассматривать в качестве поверхностного теплового источника с эффективной мощностью, равной сумме мощностей лазерного излучения и электрической дуги, вкладываемых в обрабатываемый углеродный материал.

### Выводы

В результате проведенных экспериментальных исследований и анализа их результатов установлено, что комбинированная лазерно-дуговая обработка материалов с низкими интенсивностями лазерного излучения возможна только при использовании дуги обратной полярности, когда обрабатываемый материал служит катодом для дугового разряда.

Стабилизацию катодного пятна дуги и его «привязку» к зоне лазерного нагрева при лазерно-дуговой обработке металла позволяет осуществить предварительное нанесение на его поверхность эмиссионного покрытия с низкой работой выхода электронов. Нижний предел интенсивности лазерного излучения, обеспечивающей стабилизацию катодного пятна дуги, определяется минимальной температурой нагрева покрытия, необходимой для достижения достаточного уровня эмиссионного тока. Верхнее значение интенсивности ограничено началом разрушения покрытия из-за его испарения и интенсивного перемешивания с формируемым расплавом.

Как и для металлов с эмиссионными покрытиями лазерно-дуговая обработка с низкой интенсивностью лазерного излучения и дугой обратной полярности является эффективным методом термообработки поверхности углеродистых материалов.

Комбинированный лазерно-дуговой источник может быть представлен как поверхностный тепловой источник с эффективной

мощностью, равной сумме мощностей лазерного излучения и электрической дуги, вкладываемых в обрабатываемый материал. Это определяет геометрические размеры формируемых ванн расплавов и зон термического воздействия. Для лазерно-дуговой обработки справедливы соотношения

$$\left. \begin{aligned} h &\sim \frac{1}{\sqrt{v}} \\ S &\sim \frac{1}{v} \end{aligned} \right\}.$$

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Steen W.* Arc augmented laser processing of materials // J. Appl. Phys. 1980. Vol. 51. № 11.
2. *Дьюли У.* Лазерная технология и анализ материалов. М.: Мир, 1986.
3. *Безпалько Е.Б., Гуреев Д.М., Зайкин А.Е. и др.* Лазерно-дуговое воздействие на металлы // Квантовая электроника. 1987. № 11.
4. *Гуреев Д.М., Зайкин А.Е., Золотаревский А.В. и др.* Способ лазерно-дуговой обработки материалов и его применение // Труды ФИАН: Лазерная технология и автоматизация исследований. М.: Наука, 1989. Т.198.
5. *Гуреев Д.М., Лалетин А.П., Чулкин В.Н.* Формирование структуры зоны лазерно-дугового расплава в титановом сплаве ВТ22 // Квантовая электроника. 1988. Т.15. № 8.
6. *Гуреев Д.М., Золотаревский А.В., Зайкин А.Е.* Упрочнение алюминиевых сплавов при лазерно-дуговой обработке // Физика и химия обработки материалов. 1990. №1.
7. *Гуреев Д.М., Золотаревский А.В.* Структурообразование при лазерном и лазерно-дуговом легировании алюминиевых сплавов // Физика и химия обработки материалов. 1991. № 3.
8. *Гуреев Д.М.* Заплавление поверхностных трещин лазерно-дуговым источником // Физика и химия обработки материалов. 1994. № 6.
9. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука.
10. *Фролов В.В.* Физико-химические процессы в сварочной дуге. М.: Машгиз, 1954.

11. Волченко В.Н., Ямпольский В.М., Винокуров В.А. и др. Теория сварочных процессов. М.: Высшая школа, 1988.
12. Фоменко В.С., Подчерняева И.А. Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов. Справочник. М.: Атомиздат, 1975.
13. Кацман Ю.А. Электронные лампы. М.: Высшая школа, 1979.
14. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. академика И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
15. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Зуев И.В., Кокора А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. Справочник. М.: Машиностроение, 1985.
16. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985.
17. Рыкалин Н.Н. Расчеты тепловых процессов при сварке. М.: Машгиз, 1951.
18. Gureev D.M., Kuznetsov S.I., Petrov A.L. Influence of Laser Treatment on Structure and Properties of Carbon-Carbon Composites // Proceedings SPIE. 1998. Vol. 3688.
19. Вяткин С.Е., Деев А.Н., Нагорный В.Г. и др. Ядерный графит. М.: Атомиздат, 1967.
20. Кузнецов С.И., Петров А.Л., Шадрин А.Н. Эмиссия заряженных частиц с поверхности движущейся мишени при воздействии излучения непрерывного CO<sub>2</sub>-лазера // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 6.

## LASER-ARC HANDLING OF FERRICARBONIC ALLOYS WITH EMISSION COATINGS AND CARBON - CARBON COMPOSITE MATERIALS

© 2000 D.M. Gureev, S.I. Kuznetsov, A.L. Petrov

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev  
of Russian Academy of Sciences

The conditions of stabilization of an electric arc basic spot on a surface metallical and carbon-carbonic materials in a wide interval of intensities of a laser radiation are studied. Usage of a laser-arc radiant with low laser radiation intensity and reverse polarity arc for effective heat treatment of a surface of metals with emission coatings and carbon-carbon composite materials is physically justified.

**ХИМИЧЕСКИЙ ЛАЗЕР НА ФОТОННО-РАЗВЕТВЛЕННОЙ ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ**

© 2000 В.И. Игошин, В.А. Кагулин

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Изложены физические принципы работы высокоэнергетических автономных импульсных химических лазеров на фотонно-разветвленной цепной реакции. Дан обзор основных теоретических и экспериментальных результатов по лазерам этого типа, полученных в Самарском филиале ФИАН.

Рождение направленного лазерного луча при слиянии химических реагентов - удивительное явление, на котором основано действие химического лазера - одного из наиболее ярких научных достижений нашего времени. Ведь на протяжении всей предыдущей истории человечества - и во времена наших пращуров, гревшихся у пещерного костра, и в XIX столетии, когда Сади Карно размышлял о "движущей силе огня и машинах, способных развить эту силу", и в XX столетии с его мощными тепловыми электростанциями и ракетными двигателями химическая энергия использовалась в основном лишь как источник тепла - энергии наиболее низкого качества. Лазерный луч, как высококачественная, или на языке физики, низкоэнтропийная форма энергии, способен расплавить, испарить и превратить в состояние плазмы любой материал. Весь вопрос только в том, чтобы была достаточной мощность луча. Это не так для обычных тепловых источников. Пламя газовой горелки с температурой 2000 К не способно расплавить, например, ванадий с температурой плавления 2620 К, как бы высока ни была мощность горелки. Это запрещает второй закон термодинамики - нельзя нагреть тело до температуры более высокой, чем температура нагревателя.

Интерес к химическим лазерам, как к устройствам, в которых осуществляется прямое преобразование химической энергии в энергию лазерного излучения без рассеяния в тепло, проявился еще до появления первого лазера на рубине. В настоящее время исследования и разработки по химическим лазерам составляют крупное научно-техническое направление [1].

Химические реагенты являются емкими накопителями энергии. Так, удельный энергетический запас в стехиометрической смеси фтора  $F_2$  с водородом  $H_2$  составляет 13,5 кДж/г. При перестройке химических связей химическая энергия освобождается в форме неравновесного возбуждения образующихся веществ. В рассматриваемом примере - в форме колебательного возбуждения молекул фтористого водорода  $HF$  и эта энергия может быть эффективно преобразована в оптическом резонаторе в лазерное излучение с длиной волны около 3 мкм. В импульсных химических лазерах используется метастабильная смесь реагентов, находящихся в реакторе, которая выводится из состояния равновесия внешним иницирующим воздействием. В химических лазерах непрерывного действия генерация происходит при смешении потоков реагентов в сверхзвуковой струе, протекающей через резонатор лазера. В идеале химический лазер - это автономный источник когерентного лазерного излучения, для которого не требуется подвода дополнительной энергии, либо ее величина ничтожно мала.

Однако создать автономный химический лазер удалось лишь в режиме непрерывного действия, когда реагенты первоначально пространственно разделены в виде баллонных газов. Мощность лазера на молекулах  $HF$  этого типа превысила мегаваттный уровень.

Все же созданные к настоящему времени импульсные лазеры обладают общим недостатком - энергия внешнего источника поджигающей реакцию одного порядка с энергией выходного лазерного импульса. Это ограничивает масштабируемость лазера и, как показал опыт, уже при проектной энергии  $10^5$

Дж лазер исключительно ненадежен из-за большого количества инициирующих импульсных ламп. Именно поэтому энергия импульсных химических лазеров застыла на уровне порядка  $10^3$  Дж. Создание импульсных химических лазеров, работающих без внешних источников энергии, могло бы радикально изменить отношение к ним. В таких лазерах энергия как бы заранее вложена в лазерный газ. Они были бы наиболее дешевыми источниками мощного короткоимпульсного лазерного излучения. Потребность же в таких источниках велика.

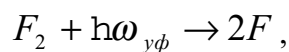
На первый взгляд кажется, что создать химический импульсный лазер без внешнего источника невозможно: ведь для того, чтобы заполнить рабочий объем реагенты не должны вступать в реакцию и в то же время они должны быть способны к экстремально быстрой реакции, протекающей за время порядка  $10^{-7}$  с!

Решение этого парадокса потребовало выдвижения, обоснования и исследования нового физического принципа действия импульсных химических лазеров, а именно, идеи фотонно-разветвленной цепной реакции, не известной ранее.

Для того чтобы понять суть этой идеи, необходимо обратиться к механизму работы обычного химического лазера на цепной реакции.

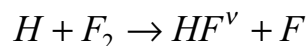
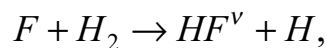
В лазерную кювету напускается исходная смесь реагентов. Чистая смесь водорода и фтора не стабильна - она взрывается. Для ее стабилизации добавляется кислород  $O_2$  в количестве нескольких процентов от объема смеси. Часто в смесь добавляется инертный газ - аргон  $Ar$  или гелий  $He$  для того, чтобы предотвратить слишком сильный разогрев газа и тем самым увеличить эффективность преобразования химической энергии в лазерный свет. Инициирование реакции осуществляется ультрафиолетовым излучением импульсной лампы или пучком быстрых электронов, полученных с помощью электронной пушки. В лазерной кювете развивается следующий цепной процесс.

Образование свободных атомов или инициирование реакции



где  $h\nu_{y\phi} \approx 4$  эВ энергия фотона ультрафиолетового излучения, вызывающего фотодиссоциацию  $F_2$  на атомы.

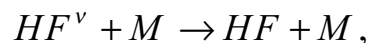
После появления свободных атомов начинается цепная реакция, приводящая к выгоранию реагентов и образованию возбужденных молекул фтористого водорода:



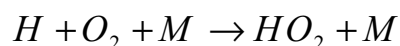
и так далее.

При большом числе таких звеньев цепи на каждый атом  $F$ , созданных внешним источником, может получиться достаточно много возбужденных молекул  $HF^v$  и поэтому энергия лазерного света может превышать затраты на инициирование.

Реальная цепь, естественно, не бесконечна. Она обрывается за счет процесса релаксации колебательной энергии



где  $M$  - любая частица и исчезновения атомов в тройных столкновениях частиц, причем главную роль играет обрыв цепи на кислороде



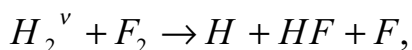
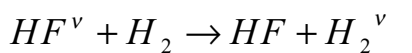
Численные расчеты и эксперименты показывают, что на один атом  $F$  можно получить  $\approx 20$  возбужденных молекул  $HF^v$  со средней энергией  $\approx 1,6$  эВ, которые отдают ее в форме лазерного излучения инфракрасных фотонов с энергией  $\approx 0,7 \cdot 10^{-19}$  Дж. Поскольку при диссоциации образуется два атома  $F$ , то на один атом затраты составляют  $\approx 2$  эВ. Из этого следует, что отношение лазерной энергии к энергии инициирования, которое принято называть физическим КПД  $\eta_{\phi}$ , будет равно

$$\eta_{\phi} = \frac{20 \cdot 1,6 \text{ эВ}}{2 \text{ эВ}} \cdot 100\% = 1600\%$$

Этому не следует удивляться. Термодинамический КПД химического лазера, который учитывает также химическую энергию, естественно меньше 100% и, как правило, не

превышает 20 %. Из-за того, что ультрафиолетовое излучение от импульсной лампы получается с КПД меньшим 100 % и вследствие того, что этот свет полностью не перехватывается в лазерном газе, реальный КПД химического лазера “от розетки” в существующих установках - технический КПД  $\eta_T$  не превышает 50÷100%, что недостаточно для создания сверхмощных лазерных систем.

Еще на раннем этапе развития химических лазеров большие надежды в плане увеличения технического КПД лазера возлагались на разветвленные цепные реакции. В процессе реакции этого типа свободные атомы не только воспроизводятся, как в простой цепи, приведенной выше, но и размножаются, а сама цепь – разветвляется. В реакции фтора с водородом разветвление цепи идет по механизму энергетического разветвления:



то есть некоторые возбужденные молекулы  $HF^v$  отдают свою энергию при столкновениях молекулам  $H_2$ , а возбужденные молекулы  $H_2^v$  реагируют с молекулярным фтором, образуя новые свободные атомы и новые цепи. Именно этот процесс энергетического разветвления приводит к неустойчивости чистой смеси  $H_2$  и  $F_2$  вследствие прогрессивного нарастания активных центров и развития цепного взрыва. Скорость реакции при этом будет нарастать экспоненциально во времени:

$$W = W_0 e^{st},$$

где  $s$  – фактор разветвления, зависящий от скорости реакций. Разветвленная цепная реакция, в принципе, открывает путь к созданию практически чисто химического импульсного лазера. Ведь создав ничтожно малую концентрацию свободных атомов и, следовательно, затратив ничтожно малую энергию на инициирование, можно было бы затем получить необходимое количество атомов просто за счет процесса разветвления. Однако в реакции фтора с водородом за время лазерного импульса такой процесс разветвления как бы выключен. Вследствие малой скорос-

ти реакции разветвления по сравнению с требуемой скоростью выгорания вещества, обеспечивающей эффективную работу лазера, энергетическое разветвление не удастся использовать для увеличения КПД лазера. Действительно, если принять в экспоненте для  $t \approx 10^{-7} - 10^{-6}$  с, то разветвление будет давать существенный вклад в КПД, если  $s \geq 10^7$  с<sup>-1</sup>. В реакции же  $F_2 + H_2$  величина  $s \leq 10^4$  с<sup>-1</sup>. Поэтому энергетическое разветвление, не давая вклада в КПД лазера, лишь затрудняет эксперимент – приводит к самовоспламенению смеси. Именно для подавления энергетического разветвления в смесь вводят кислород.

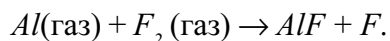
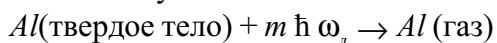
Для решения проблемы в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН была выдвинута идея фотонно-разветвленной ( $\Phi P$ ) цепной реакции, впервые четко сформулированная и теоретически обоснованная на примере конкретной молекулярной системы в [2]. В этой же работе впервые введен и сам термин “фотонное разветвление в цепных реакциях”. Ранее были известны только материальное и энергетическое разветвление цепей. Она состоит в том, чтобы сделать лазерный фотон не просто сопутствующим продуктом, но и полноправным участником реакции за счет организации положительной обратной связи: часть излучаемых фотонов направить на образование свободных атомов, а другую часть использовать как полезную лазерную энергию. Если число лазерных фотонов  $m$ , затрачиваемых на образование свободного атома  $F$ , меньше числа фотонов  $f$ , испускаемых в процессе развития цепи ( $m < f$ ), то процесс в целом становится фотонно-разветвленным, т.е. происходит прогрессивное нарастание во времени фотонов и свободных атомов, и все эти частицы выступают как активные центры цепи! При этом еще происходит направленное нарастающее по мощности излучение части фотонов во внешнее пространство до тех пор, пока не выгорят реагенты.  $\Phi P$  реакция горения сама себя разжигает и работу полезную совершает. Как тут не вспомнить барона Мюнхаузена, вытянувшего самого себя за волосы из болота?! Тем не менее, обрисованный процесс вполне возможен как с кинетической (смесь метаста-

бильна), так и с энергетической точек зрения: в результате цепной реакции излучается, как мы видели, больше энергии, чем требуется для создания атомов. Трудность в том, что химический лазер излучает в инфракрасной области спектра, а для диссоциации молекулы  $F_2$  на атомы требуется более жесткое излучение - ультрафиолетовое или электронно-пучковое.

Надежды осуществить фотонно-разветвленную цепную реакцию, поэтому первоначально связывались с резонансным возбуждением инфракрасным лазерным светом специально подобранных многоатомных молекул, вследствие чего они становятся химически активными или распадаются на химически активные атомы и радикалы, инициируя цепную реакцию:  $RF + m\hbar\omega \rightarrow R + F$ , где  $RF$  молекула, способная поглощать лазерные фотоны с энергией  $\hbar\omega$  и распадаться на атом  $F$  и радикал  $R$ .

Попытки реализовать эту идею пока не привели к успеху. Оказалось, что в исследованных молекулярных газовых смесях затраты фотонов на инициирование превосходят выход фотонов в процессе цепной реакции в  $\sim 10^3$  раз ( $m \gg f$ ) и фотонно-разветвленная реакция не развивается. Безусловно, это направление исследований нельзя считать исчерпанным, однако неудачи первых экспериментов, проведенных еще в 70-е годы, стимулировали поиск иных подходов к решению этой интригующей проблемы.

Принципиально новое направление развития идея  $\Phi P$  реакции получила в Самарском филиале Физического института им. П.Н.Лебедева РАН. Здесь была выдвинута идея  $\Phi P$  реакции в двухфазной среде, т.е. среде, содержащей рабочий газ и металлическую пудру - ультрадисперсные пассивированные частицы металла, однородно распределенные по объему [3] Эти частицы испаряются под действием лазерного излучения, что приводит к появлению свободных атомов, их диффузии в газ и развитию  $\Phi P$  процесса. Иницирование можно условно описать схемой:



Далее идет обычный химический процесс. Изложенная идея обоснована числен-

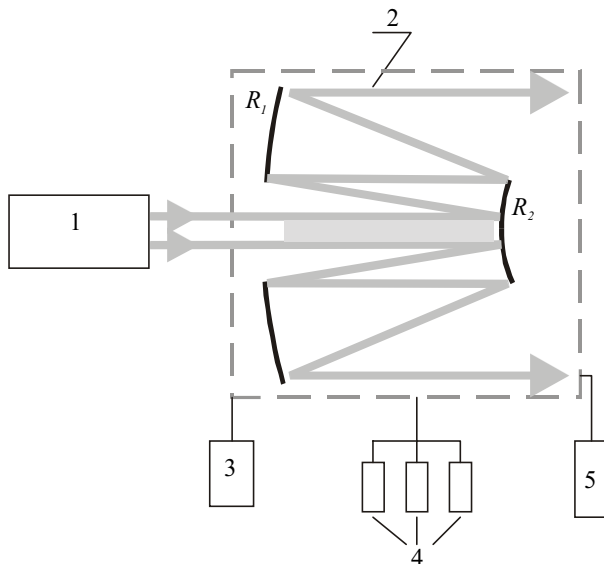


Рис. 1. Оптическая схема генератора и усилителя  
 $I_0$  - начальная интенсивность излучения;  
 $l$  - длина усилителя

ными расчетами, базирующимися на решении системы дифференциальных уравнений химической кинетики, колебательной релаксации, переноса лазерного излучения и лазерного испарения частиц [4-6]. Показано, что если использовать схему генератор-усилитель (рис.1), в которой задающий генератор создает некоторую критическую интенсивность  $I_0$  на входе усилителя и засвечивает объем усилителя с длиной усиления  $l$ , то на выходе можно получить в 10 раз большую выходную энергию. Расчетные параметры системы таковы: концентрация частиц алюминия  $10^9 \text{ см}^{-3}$ , их диаметр  $d \approx 0,1 \text{ мкм}$ ,  $I_0 \approx 3 \times 10^6 \text{ Вт/см}^2$ ,  $l \approx 4 \text{ м}$ , давление газа  $p \approx 1 \text{ атм}$ , состав  $H_2:F_2:O_2:He = 100:400:40:220 \text{ мм рт.ст.}$  Удельный энергоъем (энергия, излучаемая единицей объема среды) с усилителя составляет  $\epsilon_n \approx 100 - 200 \text{ Дж/л}$ , длительность импульса  $\approx 10^{-7} \text{ с}$ , что вполне приемлемо для создания мощных лазерных установок.

На основе численного эксперимента выявлены и обоснованы новые возможности очень интересной с практической точки зрения пространственной организации  $\Phi P$  реакции, позволяющие в системах относительно небольших размеров получать очень высокие коэффициенты усиления по энергии [7-9]. Эти возможности связаны с направленным выделением излучаемых фотонов и, как следствие, способностью к направленному самораспространению  $\Phi P$  реакции. Так в схеме однопроходного усилителя, показанного на рис. 1, можно инициировать  $\Phi P$  реакцию в слое, тонком по сравнению с полной длиной усиления  $l$  за счет подбора концентрации частиц. Далее  $\Phi P$  реакция будет сама распространяться по всему усилителю. По существу, возникает новый тип автоволны с направленным высвобождением запасенной в среде энергии. Расчет показывает, что при одинаковых линейных размерах уси-





**Рис. 2.** Многопроходной усилитель на основе неустойчивого резонатора  
1 - генератор; 2 - реактор; 3 - источник частиц;  
4 - баллонные газы; 5 - откачка

лителя в этом автоволновом режиме  $\Phi P$  - реакции достигается в несколько раз более высокий коэффициент усиления по энергии по сравнению с режимом работы “на просвет” всего объема сразу. Еще более высокий коэффициент усиления по энергии может быть получен в многопроходных усилителях (рис.2). Импульс от генератора инициирует  $\Phi P$  - реакцию в центральной цилиндрической зоне и усиливается в ней в  $K$  раз. Усиленное излучение инициирует излучение в следующей цилиндрической зоне в  $M$  раз большего диаметра, где  $M$  – увеличение резонатора и т.д. При общем числе проходов  $n$  имеется  $(n+1)/2$  последовательно включающихся зон, усиливающих излучение. Уже в пятипроходной схеме достигается коэффициент усиления  $G = K^3 \approx 10^3$ . При столь высоком значении  $G$  усилитель устойчив к самовозбуждению, т.к. в нем нет заранее созданной инверсной населенности. Она возникает в процессе развития  $\Phi P$  - реакции по объему. А реакцию в объеме резонатора зажигают зеркала, изменяя направление движения фотонов! Такой процесс также можно рассматривать как автоволновой.

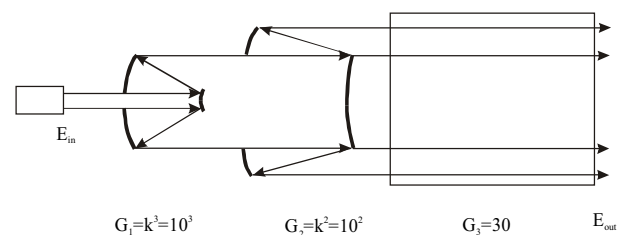
На основе теоретически открытых новых автоволновых режимов  $\Phi P$  - реакции нами предложена оптическая схема химического трехкаскадного усилителя с общим коэффициентом усиления по энергии  $G = 3 \cdot 10^6$  (рис.3) [8].

Волновой анализ энергетики и пространственно-временного поведения электромагнит-

нитного поля в импульсном химическом лазере на  $\Phi P$  реакции, протекающей в неустойчивом телескопическом резонаторе выявил новые поразительные возможности этого процесса [10]. Показано, что в области малых диаметров входного отверстия связи  $d = 3\lambda - 300\lambda$  происходит дифракционная многофокальная фокусировка плоской входной волны в усиливающей активной среде, обеспечивающая минимизацию первоначально возбуждаемого объема и соответствующее резкое понижение (до микроджоульной) необходимой энергии входного импульса. Согласно расчетам за счет этого оптического эффекта, а также благодаря автоволновому распространению  $\Phi P$  реакции во всем объеме лазера можно достичь гигантского коэффициента усиления по энергии порядка  $10^9 - 10^{11}$ . Это гигантское усиление по энергии позволяет создать автономный лазер с килоджоульной выходной энергией, который может быть инициирован микроджоульным входным импульсом. Применение подобного лазера-усилителя в промежуточном каскаде лазерной системы, показанной на рис.3, делает ее практически автономной.

Как бы ни была логически безупречна и полна теоретическая модель объекта, теория выглядит утопией без экспериментального подтверждения. Научными группами Самарского филиала Физического института им. П.Н. Лебедева и Российского научного центра “Прикладная химия” из Санкт-Петербурга были проведены первые эксперименты по реализации  $\Phi P$  реакции в двухфазной среде [11].

Вопрос, на который никто не мог дать утвердительного ответа заранее, - можно ли вообще смешать фторсодержащий газ с ультрадисперсными частицами алюминия, не произойдет ли их сгорание при напуске? Надежду в этом плане давало то, что такие частицы покрыты



**Рис. 3.** Оптическая схема 3х каскадной лазерной системы с усилением по энергии  
 $E_{out}/E_{in} = G = G_1 G_2 G_3 = 3 \cdot 10^6$

тонкой защитной пленкой корунда  $Al_2O_3$ . Но насколько надежна эта защита? Эксперимент показал, что при инъекции через специальный фильтр тонкодисперсного порошка алюминия с диаметром частиц 0,3 мкм в рабочую смесь  $F_2 + H_2 + O_2 + He$  она остается стабильной. Темновая (т.е. без внешнего воздействия) скорость реакции, регистрируемая спектроскопически по образованию  $HF$ , остается такой же, как и в отсутствие частиц  $Al$ ! Второй вопрос - изучение воздействия лазерного излучения на двухфазную химически активную смесь. С этой целью создана установка, состоящая из  $HF$ -генератора и усилительного модуля с длиной активной среды 1 м. Плотность энергии на входе в усилитель составляла 4 – 8 Дж/см<sup>2</sup>, его полная энергия достигала 400 Дж. При длительности импульса  $\approx 1$  мкс интенсивность излучения достигала 10<sup>7</sup> Вт/см<sup>2</sup>, что вполне достаточно для испарения частиц. Регистрировалось тепловое излучение частиц и рассеяние ими лазерного света. Измерялась энергия лазерного излучения до и после прохождения двухфазной среды. Обнаружено, что при облучении фтороводородной смеси с дисперсной фазой излучением химического лазера происходило образование свободных атомов фтора и наблюдалось развитие цепи - смесь сгорала. Важно, что тепловое излучение частицы нарастало спустя промежуток времени порядка 1 мкс после прекращения входного импульса. Это означает, что скорость цепной реакции, вызывающей нагрев частиц, достаточно велика для развития усиления. Отношение энергии излучения на входе и выходе составило 0,8 и на первый взгляд кажется, что эффекта фотонного разветвления не достигнуто. Однако, в сравнительном опыте со смесью, не способной к цепной реакции, содержащей только  $F_2$ ,  $He$  и частицы, это отношение еще меньше и равно 0,66. Полученный результат позволяет пока осторожно заключить, что в некоторых первых экспериментах с двухфазными химически активными средами около 17% выходной энергии усилителя поставляется фотонно-разветвленной цепной реакцией, что более чем на два порядка превышает выход излучения во всех известных экспериментах, проведенных с чисто молекулярными смесями.

Почему же в двухфазных смесях не произошло существенного усиления сигнала, пред-

сказанного теорией? Дело в том, что пока не удалось реализовать требуемых параметров дисперсной фазы. Из ослабления сигнала в химически неактивной смеси можно заключить, что средний диаметр частиц составляет  $\approx 1$  мкм., а их концентрация была  $\approx 10^5$  см<sup>-3</sup>. Частицы коагулируют за время пребывания от напуска компонент до прихода иницирующего импульса, которое составляло в этих экспериментах  $\approx 15$  мин, а это довольно много. И все же полученные результаты весьма обнадеживают, они переводят будущий эксперимент из области абсолютно неясного в область совершенствования технологии приготовления газодисперсной среды.

С этой целью в Самарском филиале ФИАН уже разработан генератор дисперсной фазы, основанный на испарении алюминиевой фольги при пропускании через нее импульса тока [12]. При испарении в атмосфере инертного газа, формируются частицы нужного размера  $\sim 0,1$  мкм и концентрации  $\sim 10^8$  см<sup>-3</sup>. Для контролируемого формирования газодисперсной среды в больших объемах за короткие времена представляет интерес недавно разработанный распылитель тонкодисперсных порошков "Кварц" [13]. С этой технологией и на базе полученных теоретических и экспериментальных результатов есть серьезные основания добиться решающего успеха в новых экспериментах. Созданная теория взаимодействия лазерного излучения с газодисперсной средой в оптическом резонаторе имеет приложение не только для создания лазера нового типа, но и для разработки новой технологии эффективной лазерной обработки дисперсных материалов. Так, нами рассчитаны режимы лазерной трансформации углеродистых частиц в ультрадисперсный алмаз в оптическом реакторе – резонаторе.

Полученные результаты в целом открывают путь к созданию мощных, надежных и относительно дешевых импульсных источников когерентного лазерного излучения, обладающих наиболее высокой удельной энергией излучения в расчете на единицу массы установки, высоким качеством, т.е. направленностью лазерного пучка, возможностью масштабирования к мультимегаджоульному уровню энергии. Такие лазеры необходимы для развития новых высоких технологий лазерного ударного упроч-

нения материалов в машиностроении, в фундаментальных исследованиях по взаимодействию излучения с веществом, термоядерному синтезу, поведению материи в сверхсильных электромагнитных полях, космических технологиях будущего.

Данное исследование частично выполнено благодаря грантам NRX000 и NRX300 Международного научного фонда.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Basov N.G., Bashkin A.S., Igoshin V.I., Oraevsky A.N., Shcheglov V.A.* Chemical Lasers. Berlin: Springer-Verlag, 1990.
2. *Игошин В.И., Ораевский А.Н.* О фотонном разветвлении в цепных реакциях и химических лазерах, инициируемых ИК-излучением // Квантовая электроника. 1976. Т.6. №12.
3. *Игошин В.И., Пичугин С.Ю.* Химический лазерный усилитель на фотонно-разветвленной реакции в аэрозольной среде // Квантовая электроника. 1983. Т.10. №2.
4. *Igoshin V.I., Pichugin S.Yu.* Chemical lasers on photonic branched chain reaction // Proceedings of SPIE. 1984. V.473.
5. *Igoshin V.I., Pichugin S.Yu.* Simulation of photon-branched chain reaction in  $H_2-F_2$  amplifier with the aid of radiation-transfer equation // Journal of Soviet Laser Research. 1991. №3.
6. *Басов Н.Г., Игошин В.И., Катюлин В.А., Ораевский А.Н., Пичугин С.Ю.* О химических лазерах на фотонно-разветвленных цепных реакциях // Препринт ФИАН. 1984. №121.
7. *Игошин В.И., Пичугин С.Ю.* Новые динамические режимы фотонного разветвления в химических HF-лазерах на двухфазной активной среде // Квантовая электроника. 1996. Т.23. №4.
8. *Игошин В.И., Летфуллин Р.Р.* Мощный лазерный усилитель на автоволновой фотонно-разветвленной реакции в неустойчивом телескопическом резонаторе // Квантовая электроника. 1997. Т.24. №6.
9. *Игошин В.И., Летфуллин Р.Р.* Дифракционная фокусировка входного импульса и гигантское усиление по энергии в лазере на автоволновой фотонно-разветвленной цепной реакции // Квантовая электроника. 1999. Т.26. №1.
10. *Igoshin V.I., Katulin V.A., Pichugin S.Yu.* Physical conception of developing high-power pulsed chemical lasers on photon-branching chain reactions // Transactions of 12 Intern. Congress "Laser-95". Munich. 1995.
11. *Азаров М.А., Дроздов В.А., Игошин В.И., Куров А.Ю., Петров А.Л., Пичугин С.Ю., Троциненко Г.А.* Формирование и экспериментальное исследование газодисперсной среды импульсного химического  $H_2-F_2$ -лазера, инициируемого ИК излучением // Квантовая электроника. 1997. Т.24. №11.
12. *Игошин В.И., Казакевич В.С., Куров А.Ю., Летфуллин Р.Р., Санников С.П.* Моделирование и реализация процесса получения субмикронного алюминиевого порошка, взвешенного в атмосфере инертного газа, при пропускании импульса тока через фольгу / Тезисы докладов 5-ой Всероссийской конференции "Физикохимия ультрадисперсных (нано-) систем". Екатеринбург. 2000.
13. *Зверева Н.С.* Техника машиностроения. 1996. №4(10).
14. *Летфуллин Р.Р., Игошин В.И.* Многопроходный оптический реактор для лазерной обработки дисперсных материалов // Квантовая электроника. 1995. Т.22. №7.

#### CHEMICAL LASER ON PHOTON-RAMIFIED CHAIN REACTION

© 2000 V.I. Igoshin, V.A. Katulin

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev  
of Russian Academy of Sciences

Are explained physical foundations of operation of high energy autonomous impulse chemical lasers on photon-ramified chain reaction. Is done the overview of main theoretical and experimental outcomes on lasers of this type obtained in the Samara Branch of Physics Institute.

## ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА ЖИДКИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ СРЕД

© 2000 А.Д. Гуреев, С.П. Котова

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

На базе полупроводникового лазера с длиной волны излучения 0,63...0,68 мкм и оптоволоконной системы транспортировки лазерного излучения создана экспериментальная установка для лазерной диагностики состояния биологических объектов. Изучены особенности обратного рассеяния низкоинтенсивного лазерного излучения жидкой биологической средой со сформированными центрами рассеяния в ней.

### Введение

Среди широкого круга медико-биологических исследований, основанных на использовании лазерного излучения, наибольший интерес, с нашей точки зрения, представляет разработка эффективных методов неразрушающей лазерной диагностики состояния биологических объектов. Физические основы взаимодействия лазерного излучения с биотканями и области практического применения лазеров в биологии и медицине достаточно полно обобщены в работе [1]. В нашей предыдущей работе [2] с помощью методики регистрации обратного рассеянного низкоинтенсивного лазерного излучения (НИЛИ) выявлены общие закономерности и характерные особенности процесса обратного рассеяния НИЛИ плотными биотканями с различной оптической плотностью. В развитие данных исследований в настоящей работе нами осуществлена модернизация экспериментальной установки в направлении ее практической адаптации и в сопоставлении с ранее полученными результатами изучены особенности обратного рассеяния НИЛИ жидкой биологической средой с искусственно вводимыми в нее и естественно формирующимися в ней центрами рассеяния.

### Методика эксперимента

Компактная мобильная установка для лазерной диагностики состояния биологических объектов разработана на базе полупроводникового лазера с длиной волны излучения 0,63...0,68 мкм и оптоволоконной системы транспортировки лазерного излучения. Детализировка узлов установки и ее вид в сборке показаны на рис.1 и 2. В состав установки входят блок ввода лазерного излучения через объек-

тив в оптоволоконно; оптическая головка со стационарно закрепленными в ней семью оптоволоконками, одно из которых является подающим, а шесть других – диагностирующими обратное рассеянное биологическим объектом лазерное излучение; револьверный блок поочередной регистрации фотодиодом интенсивности рассеянного лазерного излучения, транспортированного каждым из шести диагностирующих оптоволокон; вольтметр с блоком предварительного усиления сигнала фотодиода.

В предыдущей нашей работе [2] было показано, что характер распределения интенсивности обратного рассеянного НИЛИ плотными биотканями подчиняется экспоненциальному закону

$$U(r) = U_0 \exp(-kr), \quad (1)$$

где  $U_0 = U(r = 0)$ ,  $k$  – коэффициент со-



Рис. 1. Детализировка узлов экспериментальной установки для лазерной диагностики состояния биологических объектов



**Рис. 2.** Внешний вид экспериментальной установки для лазерной диагностики состояния биологических объектов

1 - полупроводниковый лазер, 2 - блок ввода лазерного излучения в оптоволокно, 3 - оптическая головка, 4 - револьверный блок регистрации обратно рассеянного лазерного излучения, 5 - блок предварительного усиления сигнала фотодиода, 6 - вольтметр

средоточенности, обратная величина  $\frac{1}{k}$  которого соответствует расстоянию  $r$ , на котором интенсивность  $U_0$  спадает в  $e$  раз. Из анализа результатов данной работы следует, что выражение (1) справедливо и в отношении жидких биологических сред. Это легло в основу конструктивных особенностей оптической головки и системы регистрации обратно рассеянного НИЛИ с математической обработкой регистрируемых сигналов.

Схема расположения оптоволокон в оптической головке показана на рис.3. Из семи стационарно закрепленных оптоволокон шесть (одно – подающее, пять – диагностирующих лазерное излучение) расположены в один ряд, а седьмое – отдельно, рядом с подающим оптоволоконном, под прямым углом к шести остальным. Пять оптоволокон ряда предназначены для регистрации обратно рассеянного НИЛИ в продольном направлении, а отдельно расположенное оптоволокно – для его регистрации в поперечном направлении с целью выявления анизотропии рассеяния. Диаметр каждого оптоволоконна и расстояние между осями соседних оптоволокон равны 1 мм.

Регистрация обратно рассеянного НИЛИ осуществляется фотодиодом поочередно с каждого диагностирующего оптоволоконна. При этом каждое из диагностирующих оптоволоконна транспортирует к фотодиоду лазерное излучение, рассеянное под заданным углом, определяемым диаметром оптоволоконна и расстоянием между их осями, с одной сто-

роны, и расстоянием между торцами оптоволоконна и поверхностью диагностируемого объекта, – с другой (рис.3).

Математическая обработка регистрируемых сигналов основывалась на решении системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= U_0 \exp(-k), \\ U_2 &= U_0 \exp(-2k), \\ U_3 &= U_0 \exp(-3k), \\ U_4 &= U_0 \exp(-4k), \\ U_5 &= U_0 \exp(-5k) \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

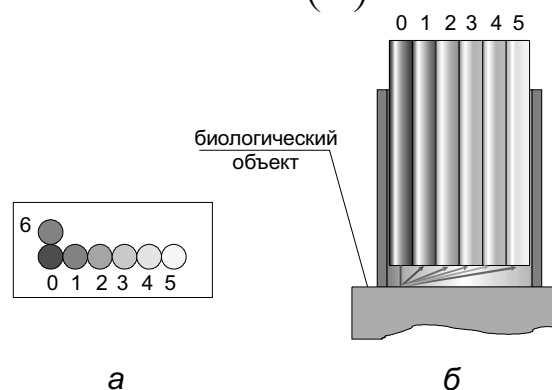
для пяти значений  $U_i(r)$  ( $i = 1, 2, 3, 4, 5$ ) выражения (1) при  $r = 1, 2, 3, 4, 5$  мм в соответствии с расстояниями между осями подающего оптоволоконна и каждого из пяти последовательно расположенных в один ряд диагностирующих оптоволоконна. Основные параметры рассеяния  $U_0$  и  $k$  определялись пошаговым преобразованием системы (2). Для  $k$ :

$$\exp(k) = \frac{U_1}{U_2} = \frac{U_2}{U_3} = \frac{U_3}{U_4} = \frac{U_4}{U_5}, \quad (3)$$

$$4 \exp(k) = \frac{U_1}{U_2} + \frac{U_2}{U_3} + \frac{U_3}{U_4} + \frac{U_4}{U_5} = A, \quad (4)$$

$$\exp(k) = \frac{A}{4}, \quad (5)$$

$$k = \ln\left(\frac{A}{4}\right). \quad (6)$$



**Рис.3.** Схемы расположения оптоволокон в оптической головке (а) и регистрации обратно рассеянного биологическим объектом лазерного излучения (б)

0 – оптоволокно, подающее лазерное излучение к поверхности биологического объекта;

1, 2, 3, 4, 5, 6 – оптоволоконна, диагностирующие обратно рассеянное лазерное излучение в продольном (1, 2, 3, 4, 5) и поперечном (6) направлениях и затем транспортирующие его к фотодиоду

Для  $U_0$ :

$$U_0 = U_1 \exp(k) = U_2 \exp(2k) = U_3 \exp(3k) = U_4 \exp(4k) = U_5 \exp(5k) \quad (7)$$

$$5U_0 = U_1 \left(\frac{A}{4}\right)^1 + U_2 \left(\frac{A}{4}\right)^2 + U_3 \left(\frac{A}{4}\right)^3 + U_4 \left(\frac{A}{4}\right)^4 + U_5 \left(\frac{A}{4}\right)^5 = B \quad (8)$$

$$U_0 = \frac{B}{5} \quad (9)$$

При изучении особенностей процесса обратного рассеяния лазерного излучения жидкой биологической средой с сопоставлением результатов с ранее полученными данными для плотных биотканей [2] в качестве модельной среды использовалось молоко. Искусственно вводимыми инородными центрами рассеяния служили синие чернила и черная тушь. Формирование естественных центров рассеяния как результат протекания процесса зарождения и развития новой культуры в исходной среде моделировалось введением в молоко кефира, с одной стороны, и скисанием молока, – с другой.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

Как и для плотных биотканей распределение интенсивности обратно рассеянного НИЛИ жидкой биологической средой подчиняется экспоненциальному закону (1). Вследствие этого основными параметрами процесса рассеяния, характеризующими состояние биологического объекта, являются  $U_0$  и  $k$ . В работе [2] нами было установлено, что для плотных биотканей параметры  $U_0$  и  $k$  взаимосвязаны однозначным образом. Увеличение оптической плотности биоткани сопровождается ростом и  $U_0$ , и  $k$ , т. е. при регистрации возрастания пиковой интенсивности обратно рассеянного НИЛИ можно с уверенностью говорить об одновременном сужении апертурного угла рассеяния. Тем самым для лазерного диагностирования состояния плотных биотканей вполне достаточным оказывается измерение всего лишь одного параметра, в частности  $U_0$  как наиболее предпочтительного с практической точки зрения.

Для жидких биологических сред картина иная. Это наглядно иллюстрирует рис.4, на котором приведены зависимости  $U_0$  и  $k$  от процентного содержания синих чернил и черной

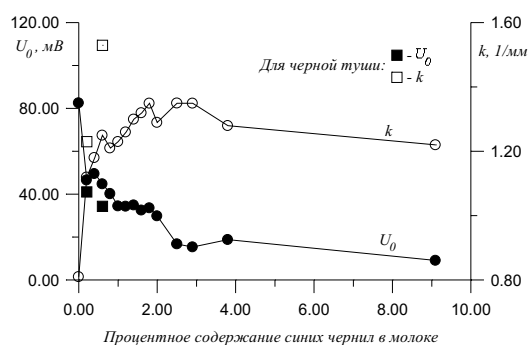


Рис. 4. Зависимости параметров рассеяния  $U_0$  и  $k$  от процентного содержания синих чернил в молоке

туши в молоке. Характерным является то, что введение в исходный состав молока всего лишь 0,1...0,2% инородных рассеивающих центров заметно уменьшает  $U_0$  и, в отличие от плотных биотканей, увеличивает  $k$ .

Анализ коэффициентов отражения и пропускания показывает, что с возрастанием процентного содержания чернил и туши в молоке увеличивается поглощение лазерного излучения в смеси. Следствием этого является уменьшение интенсивности обратно рассеянного НИЛИ, и в частности  $U_0$ . Возрастание параметра  $k$ , характеризующего коэффициент рассеяния, при увеличении концентрации чернил и туши обусловлено ростом числа рассеивающих центров в молоке, проявляющимся как возрастание оптической плотности среды.

Для подтверждения определяющей роли вводимых инородных рассеивающих центров в характере процесса рассеяния были проведены эксперименты с модельной средой, представляющей собой смесь молока с водой. Результаты исследований, которые заметно отличаются от данных рис.4, приведены на рис.5. По характеру поведения зависимостей  $U_0$  и  $k$  от процентного содержания воды в молоке можно сделать вывод об уменьшении оптической плотности молока по мере разбавления его водой. На результат также оказывает влияние возрастание коэффициента пропускания лазерного излучения смесью.

При изучении процесса зарождения и развития новой родственной культуры в составе исходной среды на примере смеси молока с кефиром и процесса скисания молока получены результаты, представленные на рис.6. Графики зависимостей  $U_0$  и  $k$  от процентного содержания кефира в молоке характеризуются начальным спадом кривых, соответствующим

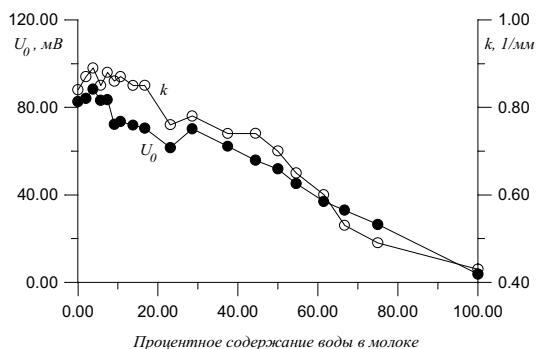


Рис. 5. Зависимости параметров рассеяния  $U_0$  и  $k$  от процентного содержания воды в молоке

стадии зарождения новой культуры, сопровождающейся процессом разделения исходной среды на фракции, и их последующим ростом по мере развития зародившейся культуры. На начальное уменьшение  $U_0$  и  $k$  оказывает влияние не столько формирование рассеивающих центров, сколько образующаяся водная прослойка между ними, которая способствует возрастанию коэффициента пропускания лазерного излучения, с одной стороны, и уменьшению оптической плотности среды в целом, – с другой. Увеличение  $U_0$  и  $k$  отражает преимущественный вклад в процесс рассеяния сформировавшейся новой среды, характеризующейся меньшим коэффициентом пропускания и возрастанием оптической плотности.

Из данных рис.6 следует, что чувствительность использованного нами метода лазерной диагностики процесса зарождения новой родственной культуры в исходной жидкой биологической среде ограничена 3...5 %.

### Выводы

Таким образом, на базе полупроводникового лазера создана компактная мобильная установка для неразрушающей диагностики состояния биологических объектов. Изучены особенности процесса обратного рассеяния низ-

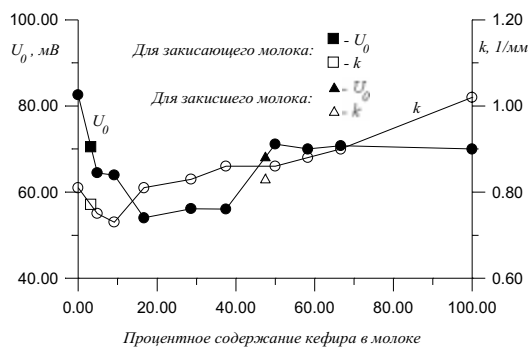


Рис. 6. Зависимости параметров рассеяния  $U_0$  и  $k$  от процентного содержания кефира в молоке

коинтенсивного лазерного излучения жидкой биологической средой при формировании в ней центров рассеяния. На примере молока показано, что методика регистрации и анализа характера распределения интенсивности обратно рассеянного лазерного излучения позволяет надежно диагностировать появление малой доли инородных включений (до 0,1...0,2 %) и развивающейся новой культуры (до 3...5 %) в исходном составе жидкой биологической среды. Результаты работы могут быть положены в основу экспресс диагностики начала критических изменений в жидких биологических средах при их микробиологических исследованиях, а также экологического состояния водоемов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Прикладная лазерная медицина. Учебное и справочное пособие / Под ред. Х.П. Берлиена, Г.Й. Мюллера; Пер. с нем. под ред. Н.И. Коротеева, О.С. Медведева. М.: АО Интерэксперт. 1997.
2. Гуреев А.Д., Котова С.П. Неразрушающее диагностирование биотканей с использованием методики обратного рассеяния низкоинтенсивного лазерного излучения // Препринт ФИАН. 1999. № 22.

## LASER DIAGNOSTIC OF LIQUID BIOLOGICAL MEDIUMS

© 2000 A.D. Gureev, S.P. Kotova

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev  
of Russian Academy of Sciences

On the basis of semiconducting laser with radiation wavelength equal 0.63 ... 0.68 microns and fiber-optic system of transporting of a laser radiation is created the trial plant for laser diagnostic of a state of biological samples. The singularities of a backscatter of the low intensive laser radiation by a liquid biological medium with the formed scattering centers in it are studied.

## ПРОФИЛЬ ЭЛЕКТРОДА ДЛЯ ИМПУЛЬСНЫХ ЛАЗЕРОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

© 2000 И.А. Бакулин, Е.В. Котов, В.Д. Николаев

Самарский филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН

Предложен полезный для экспериментальных и инженерных применений метод расчёта двумерных профилей электродов ТЕА лазеров, позволяющий прогнозировать изменение эффективной ширины разряда с изменением межэлектродного промежутка. Демонстрируются экспериментальные результаты по формированию пучков излучения в  $\text{CO}_2$ -лазере с отношением поперечных размеров от 0,5 до 1.

При создании лазеров высокого давления (1 атм и выше) с самостоятельным импульсным разрядом одной из важных задач, требующих решения, является определение профиля электродов, которые обеспечивали бы разряд в объёме с нужными размерами, с максимально возможным энерговыделением и были достаточно компактны.

Имеется ряд работ [1-5], в которых сформулированы как основные требования к профилю, так и даются конкретные рекомендации по профилированию электродов. Однако не всегда представляется возможным воспользоваться этими рекомендациями: получаемые профили либо громоздки, либо сложны в расчётах и изготовлении.

В настоящей работе предлагаются к рассмотрению двумерные профили электродов, рассчитанные методом эквивалентных зарядов [6].

Исходная модель базируется на следующем. В качестве профиля электродов берутся эквипотенциали, образованные системой четырёх бесконечно тонких проводников, имеющих попарно противоположные, но одинаковые по величине плотности заряда, и расположенных в вершинах прямоугольника со сторонами  $2a \times 2b$ ; что эквивалентно системе из проводящей плоскости и находящихся на расстоянии  $b$  от неё двух одноимённо заряженных параллельных проводников с промежутком между ними равным  $2a$ . Отличие этой модели от рассмотренной в [3,4] заключается в отсутствии соленоидальных источников.

На рис.1 показаны эквипотенциали и проводники в нижней полуплоскости  $(x,y)$ . Проводники проходят перпендикулярно плоскости рисунка. Очевидно, что при сближении одноименных зарядов будет изменяться величина неоднородности поля в средней области. Наличие простой физической наглядности и привлекло наше внимание к этой модели. Потенциал, создаваемый этой системой проводников равен:

$$U = -q \cdot \ln \frac{r_1 \cdot r_2}{r_3 \cdot r_4}, \quad (1)$$

где  $q$  - заряд на единицу длины,  $r_i$  - расстояние от точки пространства  $(x,y)$  до  $i$ -го проводника.

Тогда уравнение эквипотенциалей будет иметь вид:

$$(k_1^2 + h_2^2) \cdot (k_2^2 + h_2^2) = c^2 \cdot (k_2^2 + h_1^2) \cdot (k_1^2 + h_1^2), \quad (2)$$

где  $c$  - постоянная,

$$\begin{aligned} k_1 &= x + a, & h_1 &= y + b, \\ k_2 &= x - a, & h_2 &= y - b. \end{aligned}$$

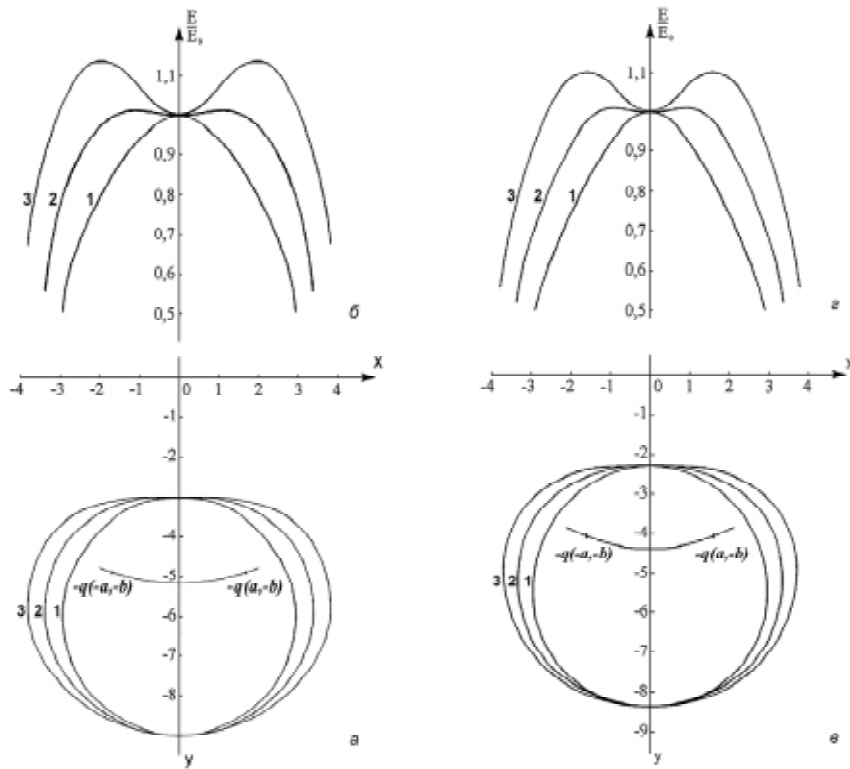
Данное уравнение можно представить в виде биквадратного относительно  $x$ , из которого получаем окончательное выражение для эквипотенциалей в следующем виде:

$$x = \pm \sqrt{-(y^2 + 2bdy + b^2 + a^2) \pm 2M}, \quad (3)$$

где

$$M = \sqrt{y^2 \cdot (b^2 d^2 - l^2) - 2a^2 bdy - a^2 b^2}$$





**Рис.1.** (а) эквипотенциали (1, 2, 3) с параметром  $a=(0; 1,2; 1,732)$ см соответственно;  $y_1=-3$ см,  $y_2=-9$ см; (б) распределение поля (1, 2, 3) на поверхности эквипотенциалей (1, 2, 3)(а) относительно величины поля в вершине ( $x=0$ ). Неоднородность в максимумах составляет: 1,3% - (2), 13,5% - (3); (в) эквипотенциали (1, 2, 3) с параметром  $a=(0; 1,15; 1,579)$ см соответственно;  $y_1=-2,3$ см,  $y_2=-8,3$ см; (г) распределение поля (1, 2, 3) на поверхности эквипотенциалей (1, 2, 3)(в) относительно величины поля в вершине ( $x=0$ ). Неоднородность поля в максимумах составляет: 0,6% - (2), 10% - (3)

$$d = \frac{c^2 + 1}{c^2 - 1}, \quad l^2 = a^2 + b^2.$$

Выделим важные с практической точки зрения свойства эквипотенциалей, представляющих интерес как профили электродов для лазеров. Обозначим  $y_1, y_2$  - точки пресечения оси  $OY$  эквипотенциалью.

Имеем следующее соотношение:

$$c = \frac{y_1 + y_2 - b}{y_1 + y_2 + b}, \quad y_1 \cdot y_2 = a^2 + b^2 = l^2,$$

$y_1$  - по абсолютной величине совпадает с межэлектродным расстоянием в случае электродной пары плоскость-профиль. При фиксированных значениях  $y_1$  и  $l$  уравнение(3) будет описывать профили равной толщины, но с различной величиной неоднородности поля на поверхности профиля в области межэлектродного зазора.

При фиксированных значениях  $y_1, l$  можно выделить следующие типы экви-

потенциалей:

I.  $a = 0$ , эквипотенциали - окружности.

Максимум напряжённости поля в вершине электрода, явно выраженная неоднородность в распределении поля по поверхности электрода (кривые 1, рис.1а, в).

$$\text{II. } a = \frac{1}{2} |y_1 + y_2| - \sqrt{y_1 \cdot y_2}.$$

Максимум напряженности поля в вершине электрода, но с более равномерным распределением по сравнению со случаем I.

$$\text{III. } a = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{y_1}{y_2} \cdot (y_1 - y_2)^2} - \text{профиль с}$$

радиусом кривизны в вершине  $R = \infty$  (квазиплоский электрод). Поле имеет два бобковых максимума. Величина неоднородности по отношению к вершине составляет, как правило (10-13)% (кривые 3 рис.1а,1в).

В ряде конструкций электродов такая

неоднородность поля может оказаться избыточной [7]. В нашем случае этого не наблюдалось. Тем не менее, выбирая значения  $a$  в пределах:

$$\frac{1}{2}|y_1 + y_2| - \sqrt{y_1 \cdot y_2} < a < \frac{1}{2} \sqrt{\frac{y_1}{y_2} \cdot (y_2 - y_1)^2}$$

(кривые 2 рис.1а,в), и, задаваясь необходимой степенью неоднородности в боковых максимумах, можно надеяться сформировать однородный разряд с требуемым по ширине размером.

Отметим, что поле на аноде ( $y=0$ ) изменяется как  $(x^2 + l^2)/(x^4 + 2(b^2 - a^2)x^2 + l^4)$

и при  $b^2 \gg a^2$  не имеет боковых максимумов, кроме центрального. В рассмотренных случаях это условие выполняется. Ввиду перехода распределения поля с двумя максимума на катоде на распределение с одним центральным максимумом на аноде, ширина зоны разряда, по-видимому, будет несколько меньше, чем расстояние между катодными максимумами.

Рис.1в иллюстрирует случай, когда эквипотенциали проходят через другие точки  $y_1, y_2$ , но имеют то же значение  $|y_1 - y_2|$ . Эквипотенциали 2 (рис.1а и рис.1в) почти совпадают при наложении. Если учесть, что точность изготовления профиля, как правило, составляет несколько десятых мм, то можно считать, что эквипотенциали 2 с осью  $OY$  описывают сечение одной и той же электродной пары, но с различным межэлектродным расстоянием и с различным распределением поля по поверхности. Это дает основание полагать, что электрод, изготовленный по некоторым профилям в соответствии с уравнением (3), перемещением вдоль оси разряда можно выставить в положение с необходимой однородностью поля по поверхности электрода.

С целью проверки работоспособности модели нами был выполнен электрод, соответствующий случаю кривых 3 рис.1 для межэлектродного расстояния 2,5 см. Торцы электродов обрабатывались по тому же профилю с плавным сопряжением привершинных по-

верхностей. В качестве анода использовалась плоская плита значительно превосходящая по ширине катод. Этот тип профиля катода был выбран из-за возможности дальнейшей доработки при необходимости под профиль близкий случаю кривых 2 рис.1.

Электрод устанавливался в ТЕА  $CO_2$ -лазере с межэлектродным расстоянием (2,3; 2,5; 2,7; 3) см. Форма сечения пучка излучения регистрировалась на термобумаге и приведена на рис.2. Резонатор состоял из глухого зеркала с радиусом кривизны 40 м и плоского полупрозрачного с расстоянием между ними 1,2 м. Длина активной зоны составляла 90 см.

Легко видеть, что размер пятна излучения монотонно увеличивается с увеличением межэлектродного расстояния. В промежутке (2,5-3) см характерный размер поперечного сечения излучения примерно равен межэлектродному расстоянию. При межэлектродном расстоянии 2,3 см активная зона зажужена, разряд имеет тенденцию срывать в искровой при энерговкладах в разрядную зону характерных для больших межэлектродных промежутков (80-120) Дж.

Таким образом мы имеем наглядную демонстрацию работоспособности и полезности рассмотренной выше модели, позволяющей определить практически и конструктив-

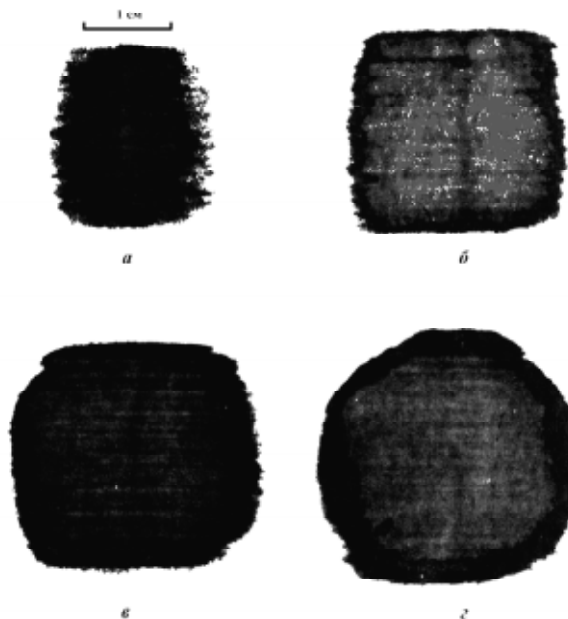


Рис.2. Вид поперечного сечения пучка излучения для различных межэлектродных расстояний: (а) - 2,3см; (б) - 2,5см; (в) - 2,7см; (г) - 3см.

но подобрать необходимые виды профилей, тем самым спрогнозировать реальные экспериментальные ситуации.

Как показывает наш практический опыт работы с ТЕА  $\text{CO}_2$ -лазерами, выявленная в рамках модели закономерность, по-видимому, является более общей и может выполняться для электродов, изготовленных со значительным отклонением от профиля, задаваемым уравнением (3).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Чанг Т.* Приборы для научных исследований. 1973. Т.44. № 4.
2. *Ernst G.J.* Opt. Commun. 1983. Vol.47. № 1.
3. *Stapperts E.A.* Appl. Phys.Lett. 1982. 40 (12)
4. *Hermesen T.* Opt. Commun. 1987. Vol.64. №1.
5. *Болотов А.В., Козырев А.В., Королёв Ю.Д., Лучинская Л.И.* // ПМТФ. 1986. №5.
6. *Бейер М., Бек В., Меллер К., Цаенгель В.* Техника высоких напряжений: теоретические и практические основы применения. Пер.с нем. / Под ред.В.П.Ларионова. М.: Энергоатомиздат, 1989.
7. *Горячкин Д.А., Иртуганов В.М., Калинин В.П.* // ЖТФ. 1989. Т.59. Вып.6.

### ELECTRODE PROFILE FOR HIGH PRESSURE PULSED LASERS

© 2000 I.A. Bakulin, E.V. Kotov, V.D. Nikolaev

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev  
of Russian Academy of Sciences

Calculation method for two dimensional electrode profiles for TEA lasers was proposed. It is useful for experimental and engineering application. With the help of this method it is possible to predict discharge effective width versus electrode distance. In experiment  $\text{CO}_2$ -laser beams with cross dimension ratio from 0,5 to 1 were demonstrated.

## УПРАВЛЕНИЕ СКОРОСТЬЮ ВРАЩЕНИЯ ЧАСТИЦЫ, ЗАХВАЧЕННОЙ СФОКУСИРОВАННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ, С ПОМОЩЬЮ ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО МОДУЛЯТОРА

© 2000 В.Г. Волостников, С.П. Котова, М.А. Рахматулин

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Исследовано управление в реальном времени скоростью вращения микроскопических частиц, захваченных в сфокусированный лазерный пучок, посредством изменения степени эллиптичности поляризации лазерного излучения. Изменение степени эллиптичности поляризации осуществлялось при помощи модулятора, работающего на основе S-эффекта в нематических жидких кристаллах. Определена зависимость скорости вращения частиц от степени эллиптичности поляризации. Представлен расчёт момента импульса вращения, приходящегося на единицу энергии светового поля.

### Введение

Оптический момент вращения эллиптически поляризованного света впервые был подсчитан Садовским в 1900 году [1]. Он считался слишком малым для экспериментального обнаружения, пока Бет в 1936 году в своём знаменитом сложном эксперименте не измерил его [2]. Он наблюдал отклонение кварцевой волновой пластинки, подвешенной на тонком кварцевом волокне, при прохождении через неё циркулярно-поляризованного света. В настоящее время при помощи такого инструмента как оптическая ловушка можно наблюдать передачу оптического момента вращения на микроскопическом уровне. Оптический момент вращения, рассчитанный в работах [3-5], указывает на то, что передача его поглощающей частице приведёт к её вращению со скоростью в несколько Герц. Свет передаёт угловой момент от поляризованной гауссовой моды поглощающей микроскопической частице. Угловой момент, несомый светом, может характеризоваться «спиновым» угловым моментом, связанным с круговой поляризацией. Изменяя степень поляризации лазерного излучения, можно менять скорость вращения микроскопических частиц. Авторы статьи [6] теоретически и экспериментально показали возможность двумерного захвата и манипуляций над поглощающей частицей остро сфокусированным гауссовым лазерным пучком. Более того, они показали, что использование гауссовой

моды даёт новые возможности для изучения передачи оптического вращательного момента, обусловленного эллиптической поляризацией света поглощающим частицам. В работах [7-9] использовалась мода Лагерра-Гаусса для демонстрации передачи орбитального и спинового угловых моментов от лазерной моды к захваченной частице.

Целью данной работы является разработка метода управления скоростью вращения микроскопической частицы, захваченной в фокус лазера, с помощью оптоэлектронного модулятора без механических перемещений в реальном времени. В настоящее время доступными манипуляциями над микрочастицами являются перемещение и вращение. Перемещение частиц осуществляется как путём сканирования сфокусированного лазерного пучка по плоскости изображения [7], так и перемещением предметного столика [9]. В последнем случае частица удерживается сфокусированным пучком, а перемещается окружающая её среда. Вращение частиц возможно за счёт использования циркулярной поляризации лазерного пучка [6] или использования лазерных мод со спиральными волновыми фронтами [7-9]. Управление скоростью вращения в реальном времени во всех работах [6-9] осуществлялось путём изменения степени эллиптичности поляризации лазерного пучка с помощью вращения пластинки  $\lambda/4$ . В данной статье реализовано управление в реальном времени скоростью вращения ча-

стицы, захваченной сфокусированным лазерным пучком, при помощи жидкокристаллического модулятора (ЖКМ), способного изменять степень эллиптичности поляризации лазерного излучения без механических перемещений.

**Теория**

Найдём момент импульса вращения, приходящийся на единицу энергии светового поля. Электрическое поле эллиптически поляризованного пучка имеет вид:

$$\begin{aligned} \epsilon_x &= \mathbf{E}(x,y,l) \cos \theta e^{ikl-i\omega t} \\ \epsilon_y &= i\mathbf{E}(x,y,l) \sin \theta e^{ikl-i\omega t} \\ \epsilon_l &= \mathbf{g}(x,y,l) e^{ikl-i\omega t}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $k = k_0 \sqrt{\epsilon\mu} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon\mu}$ .

Тогда из уравнения Максвелла  $\text{div} \mathbf{E} = 0$  находим связь между продольным и поперечным компонентами электрического вектора:

$$\begin{aligned} E'_x \cos \theta + iE'_y \sin \theta + ig + \frac{\partial g}{\partial l} &= 0 \Rightarrow \\ g &= -e^{-ikl} \int e^{ikl} (E'_x \cos \theta + iE'_y \sin \theta) dl \approx \\ &\approx \frac{i}{k} (E'_x \cos \theta + iE'_y \sin \theta) = \mathbf{E}_l \end{aligned} \quad (2)$$

где  $f'_x = \frac{\partial f}{\partial x}$ ,  $f'_y = \frac{\partial f}{\partial y}$ . Из уравнения Максвелла

$\mathbf{B} = \frac{1}{ik_0} \text{rot} \mathbf{E}$  находим соответствующие компоненты магнитного поля:

$$\begin{aligned} B_x &= -i \frac{k}{k_0} E \sin \theta \\ B_y &= \frac{k}{k_0} E \cos \theta \\ B_l &= \frac{1}{k_0} (E'_x \sin \theta + iE'_y \cos \theta) \end{aligned} \quad (3)$$

Усреднённая по времени угловая плотность момента определяется следующим выражением:

$$\mathbf{M}_l = \frac{1}{8\pi c} \text{Re}[\mathbf{r} \times [\epsilon \mathbf{E} \times \bar{\mathbf{B}}]]_l, \quad (4)$$

где значком « $\bar{\phantom{x}}$ » отмечены сопряжённые величины. Подставляя в это выражение (1) и (3) для объёмной плотности углового момента получим:

$$\begin{aligned} M_l &= \text{Re}[-x(\epsilon \epsilon'_x \bar{B}_l - \bar{B}_x \epsilon \epsilon'_l) - \\ &- y(\epsilon \epsilon'_y \bar{B}_l - \epsilon \epsilon'_l \bar{B}_y)] = \\ &= -\frac{1}{8\pi c} \frac{\epsilon x (E \bar{E}'_x)' + \epsilon y (E \bar{E}'_y)'}{2k_0} \sin 2\theta + \\ &+ \frac{1}{8\pi c k_0} \left( \frac{x \epsilon (\bar{E}'_y - E \bar{E}'_y)'}{2i} - \frac{y \epsilon (\bar{E}'_x - E \bar{E}'_x)'}{2i} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь первый член, зависящий от  $\theta$ , – поляризационная составляющая углового момента.

Объёмная плотность энергии светового поля  $W$  определяется как  $W = \frac{\epsilon}{8\pi} E \bar{E}$ . Тогда для удельного на единицу энергии поля поляризационного момента получим

$$L_\sigma = -\frac{\epsilon \sin 2\theta \iiint \frac{x(E \bar{E}'_x)' + y(E \bar{E}'_y)'}{2k_0} dx dy dl}{\frac{\epsilon}{8\pi} \iiint E \bar{E} dx dy dl} \quad (6)$$

Интегралы в (6) сведутся к двумерным, если взять толщину слоя  $\Delta l$  такой, что  $I(x,y,l) \approx I(x,y)$  при  $l \in (l_0 \pm \Delta l)$ . Тогда

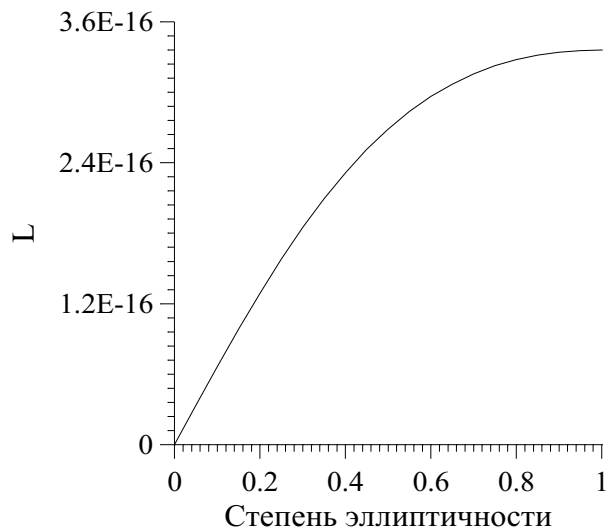
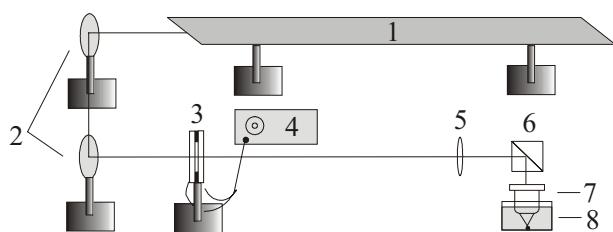


Рис. 1. Зависимость поляризационного момента  $L$  для различных степеней эллиптичности поляризации



**Рис. 2.** Экспериментальная установка  
 1 – лазер He-Ne ЛГН-215; 2 – зеркала; 3 – ЖКМ;  
 4 – низкочастотный генератор; 5 – собирающая линза; 6 – светоделительный кубик;  
 7 – микрообъектив; 8 – кювета с частицами

$$L_{\sigma} = -\frac{\sin 2\theta}{2\omega} \frac{\iint (xI'_x + yI'_y) dx dy}{\iint I dx dy}, \quad (7)$$

где  $\omega$  – угловая частота света.

С учётом того, что

$$\iint (xI'_x + yI'_y) dx dy = -\iint 2I dx dy, \text{ окончательно получим:}$$

$$L_{\sigma} = \frac{\sin 2\theta}{\omega}. \quad (8)$$

Вид поляризационного момента (8) для различных степеней эллиптичности поляризации  $\beta = \text{tg}\theta$  и для  $\omega = 3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$  представлен на рис.1. Степень эллиптичности поляризации определялась нами как отношение составляющей вектора поляризации вдоль малой полуоси эллипса поляризации к составляющей вдоль большой.

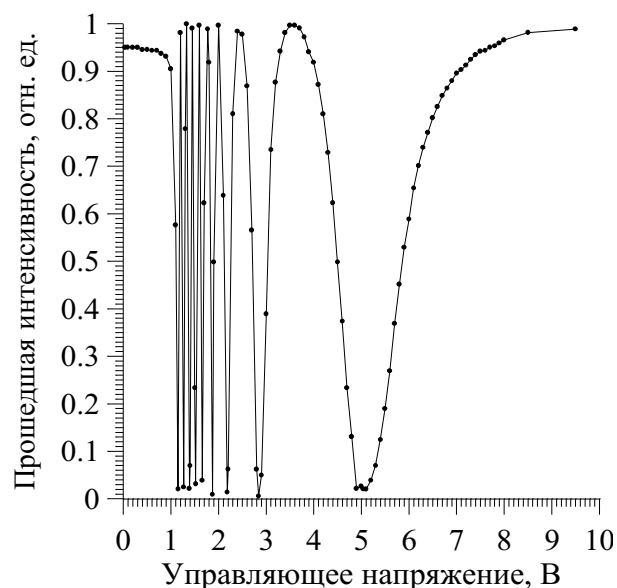
Таким образом, вращательный момент  $M$  со стороны эллиптически-поляризованного света, действующий на частицу радиуса  $r$  и поглощающей способностью  $\alpha$ , захваченную лазерным пучком радиуса  $w(z)$  и мощностью  $P$ , описывается формулой

$$M = \frac{P\alpha}{\omega} \frac{2\beta}{1+\beta^2} \left( 1 - \exp\left\{ \frac{-2r^2}{w^2(z)} \right\} \right). \quad (9)$$

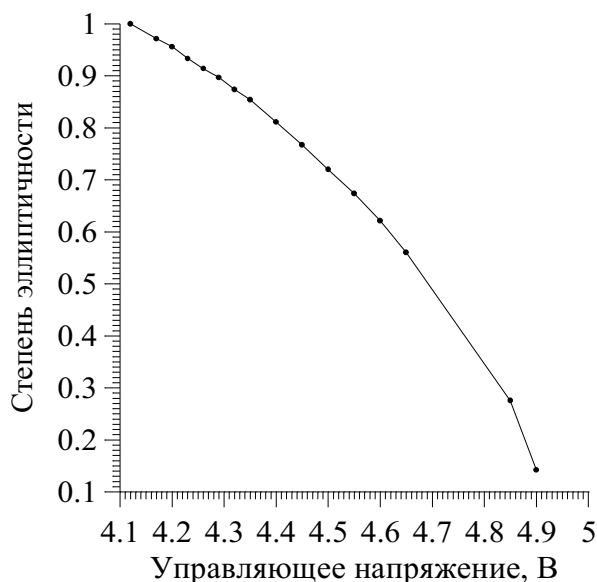
### Эксперимент

Экспериментальная установка по вращению частиц в реальном времени представлена на рис.2. В нашем эксперименте мы использовали He-Ne лазер (ЛГН-215) (1) с максимальной выходной мощностью  $\approx 70 \text{ мВт}$ . Для формирования оптической ловушки лазерный пучок при помощи светоделительного кубика (6) направлялся в поляризацион-

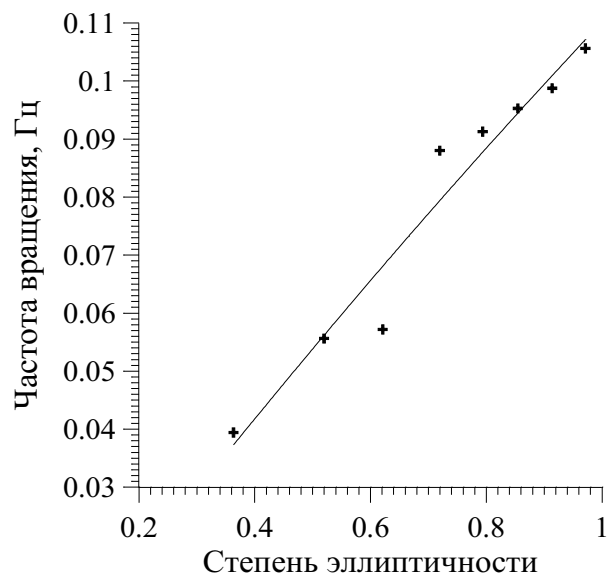
ный микроскоп МИН-8 с иммерсионным микрообъективом (7) (90x, NA = 1,25). Для совмещения плоскости изображения и фокальной плоскости микрообъектива перед микрообъективом располагалась собирающая линза (5) с фокусным расстоянием 0,1 м. Данная система позволяла формировать лазерный пучок с перетяжкой диаметром около 1,5 мкм. Максимальная мощность сфокусированного излучения, падающего на частицу, была 10 мВт. В качестве поглощающих частиц мы использовали частицы фторопласта-4 (диаметром 0,5 мкм), взвешенные в спирте. Эти частицы образуют при слипании более крупные частицы различных размеров и форм. Взвесь из таких частиц помещалась в кювету (8). Частота вращения фторопластовых частиц, захваченных в фокус гауссового лазерного пучка, измерялась для различных степеней эллиптичности поляризации падающего пучка после установления стационарного режима. Для изменения степени эллиптичности поляризации в реальном времени был собран ЖКМ (3), работающий на S-эффекте [10]. В нём использовался нематический жидкий кристалл 1348 с двойным лучепреломлением ( $\Delta n = 0,227$  для  $\lambda = 0,6328 \text{ мкм}$ ). Этот модулятор помещался на оптическую ось перед линзой (5) и управлялся низкочастотным генератором сигналов ГЗ-112/1 (4). Начальное направление директора слоя ЖК составляло  $45^\circ$  по отношению к поляризации падающего излучения.



**Рис. 3.** Характеристика ЖКМ, снятая в скрещенных поляризаторах

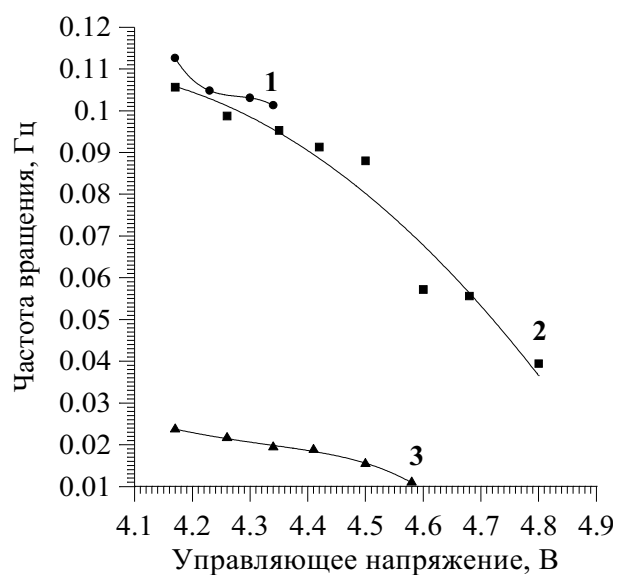


**Рис. 4.** Зависимость степени эллиптичности поляризации света, прошедшего через ЖКМ, от управляющего напряжения



**Рис. 6.** Зависимость частоты вращения фторопластовой частицы от степени эллиптичности поляризации лазерного излучения

На рис.3 представлена зависимость пропускания ЖКМ, находящегося между скрещенными поляризаторами, от приложенного управляющего напряжения частотой 10 кГц. Из этой зависимости видно, что наиболее удобно в экспериментах использовать участок зависимости от 4 В и выше из-за меньшей чувствительности к изменению управляющего напряжения. Из этой характеристики и подобной ей, но снятой при параллельной ориентации осей поляризаторов, было определено состояние поляризации



**Рис. 5.** Зависимость частоты вращения от управляющего напряжения для трёх разных частиц

света после модулятора. Циркулярно-поляризованный свет получается при управляющем напряжении равном 4,12 В, а линейно поляризованный при 5 В. Управляющим напряжением на ЖКМ менялась поляризация прошедшего излучения от круговой до линейной и, соответственно, частота вращения захваченной частицы. Зависимость степени эллиптичности поляризации света, прошедшего ЖКМ, от управляющего напряжения для выбранного участка представлена на рис.4.

На рис.5 показана зависимость частоты вращения от управляющего напряжения на ЖКМ для трёх разных частиц, отличающихся по массе, форме и размеру. Чем легче частица, тем больше её частота вращения и, соответственно, выше график. Вращение наблюдалось до полной остановки частиц. Частица останавливалась, когда вращательный момент становился недостаточным или к ней прилипла другая частица. Пользуясь данными, представленными на рис.4 и 5, можно получить экспериментальную зависимость частоты вращения фторопластовой частицы от степени эллиптичности поляризации лазерного излучения. Для частицы № 2 она показана на рис.6.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Интеграция» (проект 2.1 – 235) и РФФИ (грант № 99-02-16513).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sadowsky A.* Acta Comment. Imp. // Universit. Jurievensis 7, 1, 1899; 8, 1. 1900.
2. *Beth R.A.* Phys. Rev. 50, 115. 1936.
3. *Marston P.L., Crichton J. H.* // Phys. Rev A 30, 2508. 1984.
4. *Chang S., Lee S.S.* // J. Opt. Soc. Am. B 2, 1853. 1985.
5. *Barton J.P., Alexander D.R., Schaub S.A.* // J. Appl. Phys. 66, 4592. 1989.
6. *Friese M.E.J., Nieminen T.A., Heckenberg N.R., Rubinsztein-Dunlop H.* Optical torque controlled by elliptical polarization // Optics Letters. 1998. Vol.23. № 1.
7. *Simpson N.B., Dholakia K., Allen L., Padgett M.J.* Mechanical equivalence of spin and orbital angular momentum of light: an optical spanner // Optics Letters. 1997. Vol.22. № 1.
8. *Friese M.E.J., J. Enger, H. Rubinsztein-Dunlop, N.R. Heckenberg.* Optical angular-momentum transfer to trapped absorbing particles // Phys. Rev A. 1996. Vol.54. № 2.
9. *Padgett M.J., L. Allen.* Optical tweezers and spanners // Phys. World, 1997.
10. *Блинов Л.М.* Электро и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978.

### REAL TIME CONTROL OF THE ROTATION RATE OF A PARTICLE TRAPPED IN A FOCUSED LASER BEAM WITH THE HELP OF THE LIQUID CRYSTAL MODULATOR

© 2000 V.G. Volostnikov, S.P. Kotova, M.A. Rakhmatulin

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev  
of Russian Academy of Sciences

The real time control of the rotation rate of a microscopic particle trapped in a focused laser beam by change of the ellipticity of polarization of laser radiation has been studied. The change of the ellipticity of polarization was carried out with the help of the modulator using orientational S-effect in nematic liquid crystals. The dependence of the particle rotation speed on the state of polarization ellipticity was determined. The calculation of an angular momentum of rotation per a unit of energy of the light field is shown.