

При напряженности поля  $E < E_k$  электроны, инжектированные в электродах, в процессе диффузии захватываются различного рода структурными неоднородностями преимущественно в виде микрополостей. В результате стенки микрополостей оказываются заряженными и будут расширяться из-за действующих между зарядами электростатических сил. Относительная объемная деформация полости в результате заряжения ее стенок в соответствии с теорией электрострикции определяется соотношением [8]

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\beta d}{2\pi} \left( \frac{\partial \epsilon}{\partial d} \right) \sigma^2, \quad (4)$$

где  $\beta = -\frac{1}{V} \frac{dV}{dP}$  — сжимаемость,  $d$  — плотность материала,  $\sigma$  — поверхностная плотность заряда,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость. Для органических жидкостей и полимеров  $(\beta d/2\pi) (\partial \epsilon/\partial d) \approx 0.1 \text{ м}^4 \cdot \text{Кл}^{-2}$ .

Поскольку относительная деформация  $\Delta v/v$  в экспериментах достигала  $\approx 0.25$ , из формулы (4) находим  $\sigma \approx 0.12 \text{ Кл} \cdot \text{м}^{-2}$ . Полученная оценка согласуется с величиной заряда, локализованного в микрополостях, которая была определена ранее в [7]. По-видимому, зарядка—разрядка таких полостей и как следствие, изменение их размеров являются причиной наблюдаемого изменения светорассеяния при электрическом нагружении пленки ПЭ.

С повышением напряженности внешнего электрического поля происходит необратимый рост, слияние микрополостей, а также возникновение новых в результате микропробоев, развивающихся в объеме полимера под действием сильного электрического поля [8, 9].

### Литература

- [1] Громов В. В. Электрический заряд в облученных материалах. М.: Энергоиздат, 1982.
- [2] Куличенко А. И., Смирнов Б. И. ФТТ, 1984, т. 26, № 3, с. 933—936.
- [3] Ушаков В. Я., Вазов В. Ф., Робежко А. Л. и др. Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, № 3, с. 155—158.
- [4] Ушаков В. Я., Робежко А. Л., Ефремов Г. В. ФТТ, 1984, т. 26, № 1, с. 45—49.
- [5] Вендерский В. А., Бескровный В. М., Мисочко Е. Я. и др. Химическая физика, 1984, т. 3, № 8, с. 1172—1183.
- [6] Желудев И. С., Фотченков А. А. Кристаллография, 1958, т. 3, № 3, с. 308—312.
- [7] Керимов М. К., Сулейманов Б. А., Мансимов С. А. и др. Высокомолекулярное соединение, 1985, т. 27, № 7, с. 1549—1551.
- [8] Гезалов Х. Б., Керимов М. К. ЖТФ, 1982, т. 52, № 7, с. 1386—1388.
- [9] Керимов М. К., Сулейманов Б. А., Гезалов Х. Б. ЖТФ, 1984, т. 54, № 7, с. 1407—1408.

Сектор радиационных исследований  
АН АзССР  
Баку

Поступило в Редакцию  
20 июля 1987 г.

В окончательной редакции  
20 октября 1987 г.

## ДИНАМИКА ПОГЛОЩАТЕЛЬНОЙ СПОСОБНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЗЕРКАЛ

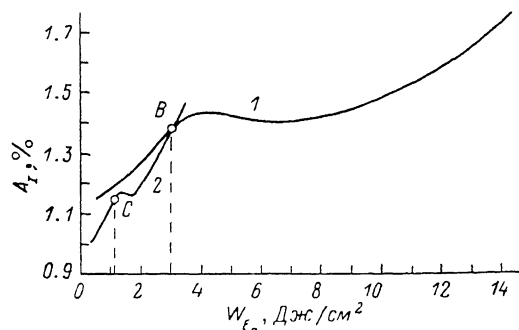
Р. А. Лукоцен, А. М. Трофименко

Проведено экспериментальное исследование интегральной (за импульс) поглощательной способности  $A_1$  образцов из циркониевой бронзы (БРЦР) в зависимости от плотности поглощенной лазерной энергии при отсутствии плазмообразования на поверхности. Исследования проведены на стенде «Солярис» [1] в двух спектральных диапазонах: 5—6 и 10.6 мкм соответственно с длительностью импульсов 140 и 20 мкс и фронтом 10 и 3 мкс. По форме импульс СО лазера был близок к треугольному, а СО<sub>2</sub> лазера к колоколообразному. В качестве образцов были использованы полированные по оптическому классу методом свободного абразива элементы из БРЦР площадью 4 см<sup>2</sup> и толщиной 1 см. Перед экспериментом проводилась очистка поверхности этанолом. При измерении поглощения калориметрическим методом [2] использовался датчик температуры с чувствительностью 3.7 мВ/К, который приклеивался с тыльной стороны образца. По величине сигнала с датчика определялись нагрев образца и

поглощенная энергия за импульс взаимодействия. Отношение поглощенной энергии  $E_{\text{пл}}$  к падающей  $E_{\text{п}}$  и составляет интегральную поглотательную способность. В обоих случаях излучение фокусировалось в пятно площадью  $S=5 \div 5.7, \text{мм}^2$  при неравномерности распределения  $\pm 13\%$ . Для того чтобы свести к минимуму погрешности измерений при переходе с одной длины волны на другую, оптическая схема была построена таким образом, что все элементы, кроме выходного диэлектрического зеркала, не менялись, а градуировка измерения энергии в обоих случаях осуществлялась с помощью эталонных калориметров ТПИ 2-5 и ИМО-2, устанавливаемых на место мишени. Погрешность абсолютных измерений поглотательной способности составляла 30 %, относительной 6 %. Контроль состояния поверхности образцов во время эксперимента проводился с помощью излучения гелий-неонового лазера. Отсутствие плазмообразования на поверхности контролировалось ФЭУ и визуально телевизионной камерой ПТУ-45.

Результаты экспериментов представлены на рисунке в виде зависимости интегральной за импульс поглотательной способности поверхности  $A_1 = E_{\text{пл}}/E_{\text{п}}$  от плотности энергии, поглощенной образцом  $W_{E_{\text{п}}} = E_{\text{пл}}/S$ . Характерной особенностью зависимости является наличие перегиба при  $3.0 \text{ Дж/см}^2$  для 5—6 мкм (точка В) и при  $1.1 \text{ Дж/см}^2$  для излучения с длиной волны 10.6 мкм (точка С). При этих же плотностях энергии наблюдается появление остаточных рассеяния излучения гелий-неонового лазера, отраженного от места взаимодействия, а микроинтерферометрические исследования следов воздействия показали появление необратимой деформации поверхности. Расчет температуры, выполненный авторами на основании теплопроводностной модели с учетом формы импульса и линейной зависимости поглотательной способности металлов от температуры в ИК-области спектра (по методике работ [3, 4]), показал, что для плотностей энергии, приводящих к деформации поверхности, максимальный прирост температуры не превышает  $100\text{--}150 \text{ К}$ , а температурный коэффициент поглощения для обеих длин волн составляет  $2.5 \pm 0.3 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$ . Это указывает на слабое влияние длины волны лазерного излучения в этом спектральном диапазоне на зависимость поглотательной способности БРЦР от температуры. В свою очередь деформация поверхности есть следствие термонапряжений, возникающих вследствие импульсного нагрева лазерным излучением. При этом уровень достигаемых температур говорит о том, что это — низкотемпературная деформация, которая вызвана пластическим течением материала. Затраты энергии на этот процесс приводят к замедлению роста температуры и, как следствие, поглотательной способности, что является причиной «палочки» на графике, следующей за точками В и С. Более раннее по времени появление пластической деформации с ростом энергии в импульсе может привести к некоторому снижению общей поглотательной способности. Размер самой «палочки», очевидно, ограничен глубиной прогрева за время импульса, а следовательно, и глубиной деформированного слоя. Затем с ростом энергии в импульсе возобновляется рост поглотательной способности.

В зависимости от состояния поверхности (сразу после обработки или уже после взаимодействия с излучением) отклонение экспериментальных точек от приведенных кривых составило  $\pm 15\%$  для излучения СО лазера и  $\pm 6\%$  (в пределах погрешности) для излучения СО<sub>2</sub> лазера. Наибольшим поглощением обладала поверхность, не испытывавшая лазерного воздействия, и та, которая предварительно подверглась воздействию импульсного лазерного излучения с параметрами, характерными для второго подъема кривой (см. рисунок). Эти отклонения особенно характерны для более длинного импульса СО лазера, поскольку температура и все процессы на поверхности достигают максимального значения в районе наибольшей плотности мощности, т. е. в самом начале импульса, и их последствия эффективны во влияют на поглощение энергии в «хвосте» импульса. В этом случае, с одной стороны, идет нагрев поверхности, с другой — пластическая деформация приводит к структурным изменениям поверхностного слоя. Известно, деформация чистой меди на 8 % приводит к увеличению электросопротивления на 2—3 %, в то же время нагрев приводит к восстановлению



Поглотательная способность образцов из БРЦР в зависимости от плотности поглощенной энергии для СО (1) и СО<sub>2</sub> (2) лазеров.

Точки В, С — момент появления остаточных явлений на поверхности для СО и СО<sub>2</sub> лазеров соответственно.

сопротивления [5]. Учитывая единство процессов, определяющих электросопротивление и поглощение ИК излучения, можно сделать вывод, что именно пластическая деформация оказывает заметное влияние на динамическую и остаточную поглощательную способность БРЦР. Особенно это должно проявляться на ожоженных образцах.

Зона пластической деформации представляет собой поверхность со следами межзеренного и внутривзеренного (в основном) скольжения [5]. Величина максимального остаточного отклонения профиля поверхности для обоих длин волн зависит от поглощенной энергии и изменяется для условий эксперимента в пределах от 0.03 до 0.2 мкм, достигая при многократном воздействии 0.3 мкм.

Таким образом, в результате работы выявлена еще одна особенность в изменении поглощательной способности металлической поверхности с ростом плотности импульсной лазерной энергии, близкая по виду описанной в работе [6] (связанной с плавлением поверхности), но имеющей место при значительно меньших температурах и импульсных потоках энергии. Следует отметить также, что появление пластической деформации при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью вписывается в закон  $W_{E_1} \propto \tau_n^{1/2}$  для обеих длин волн, где  $\tau_n$  — длительность импульса [7].

### Литература

- [1] Гаверонская Е. А., Лиуконен Р. А., Трофименко А. М. Тез. докл. V Всес. конф. «Оптика лазеров». Л., 1986, с. 36.
- [2] Барчуков А. И., Конюзов В. К. ЖПС, 1968, т. 9, № 4, с. 706—709.
- [3] Либенсон М. Н., Романов Г. С., Имас Я. А. ЖТФ, 1968, т. 38, № 7, с. 1116—1119.
- [4] Лохов Ю. Н., Рожнов Г. В., Углов А. А. Поверхность, 1984, № 11, с. 5—22.
- [5] Хониюмб Р. Пластическая деформация. М.: Мир, 1972, с. 408.
- [6] Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А., Романов Г. С. и др. ЖТФ, 1968, т. 38, № 5, с. 851—856.
- [7] Sparks M., Loh E., Jr. Opt. Soc. Amer., 1979, v. 69, № 6, p. 847—868.

Поступило в Редакцию  
22 июля 1987 г.

В окончательной редакции  
4 ноября 1987 г.

## МЕЖМОДОВОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ТИПА В ПЛАНАРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ $Ti : LiNbO_3 : Fe$

А. Д. Новиков, С. Г. Одулов, В. М. Шандаров, С. М. Шандаров

Попутные четырехволновые параметрические взаимодействия [1, 2] дают возможность осуществлять стационарное усиление слабых когерентных световых пучков, а в комбинации со встречным взаимодействием — безрезонаторную генерацию новых пучков [3], направление которых определяется условиями синхронизма

$$k_{p1} + k_{p2} = k_{s1} + k_{s2}, \quad (1)$$

где  $k$  — волновые векторы накачки, сигнальной и холостой волн. При вырождении по частоте волна накачки вместе с сигнальной волной записывает в нелинейной среде неподвижную фазовую решетку, в связи с чем спонтанное появление рассеянного излучения, соответствующего условию (1), получило название «параметрическое рассеяние голографического типа» (ПРГТ) [4].

До сих пор компланарное ПРГТ наблюдалось в объемных нелинейных средах либо при векторном взаимодействии (волны накачки и сигнала отличались по поляризации и вследствие двупреломления имели различные модули волнового вектора) [2, 4], либо при обычном скалярном взаимодействии в средах с положительной кубической нелинейностью (различие в  $|k|$  здесь определялось нелинейным изменением фаз при взаимодействии). Углы синхро-