

тельно, не имеет ничего общего с радиационным временем жизни. Обе константы распада в равной мере характеризуют оба состояния.

Зависимость типа показанная на рисунке для  $\gamma_1$  наблюдалась в работе [6] для уровня гелия  $3^1P$ . Как следует из (9), наклон зависимости  $\gamma_1$  от давления не связан непосредственно с сечением передачи возбуждения из состояния 1 в состояние 2. Для того чтобы найти  $\langle \sigma_{12} v_d \rangle$ , необходимо точно знать, между какими уровнями осуществляется переход. Дополнительная информация, необходимая для этого, может быть найдена путем тщательного исследования зависимости  $\gamma_{1,2}(p)$  в широком диапазоне давлений.

Приведенные в заметке соотношения показывают также, что особые трудности могут возникать при измерении времени жизни долгоживущих состояний. Насыщение зависимости  $\gamma_2(p)$  для них может начаться уже при  $p \sim 10^{-2}$  тор. Чтобы отличить этот случай от истинного моноэкспоненциального распада, наиболее действенной мерой является уменьшение длительности возбуждающего импульса до величины порядка  $0.1 \gamma_2^{-1}$ .

В заключение автор выражает свою признательность С. Э. Фришу за внимание к работе и полезную дискуссию.

### Литература

- [1] K. A. Bridgett, T. A. King. Proc. Int. Conference Optical Pumping and Atomic Line Shape, 359, Warsaw, 1968.
- [2] Г. С. Кватор, О. В. Огинец, В. Б. Смирнов, С. А. Багаев. Опт. и спектр., 35, 329, 1973.
- [3] R. B. Kay, R. H. Hughes. Phys. Rev., 154, 61, 1967.
- [4] Ch. C. Lin, R. G. Fowler. Ann. Phys., 15, 461, 1961.
- [5] W. R. Bennett, P. J. Kindlmann. Phys. Rev., 149, 38, 1966.
- [6] R. G. Fowler, T. M. Holzberlein, G. H. Jacobson. Phys. Rev., A 140, 1050, 1966.

Поступило в Редакцию 26 февраля 1971 г.

УДК 535.417.06

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ВОЛНОВОДОВ ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

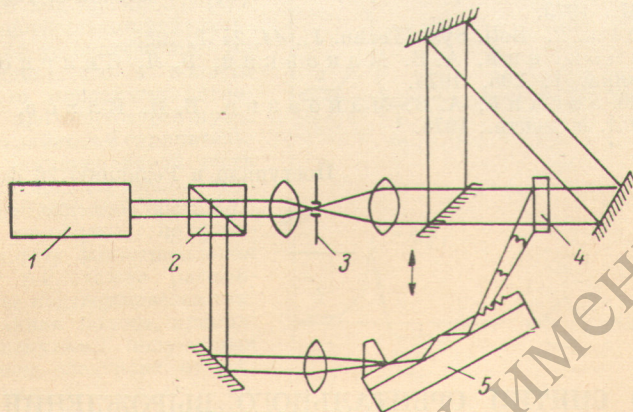
Ю. А. Быховский, А. В. Маковкин и В. Л. Смирнов

Одной из важных задач тонкопленочной оптоэлектроники является разработка устройств для эффективной связи лазерного излучения с микроволноводами. В последние годы были разработаны устройства связи на призмах и дифракционных решетках, в которых световая энергия вводится в тонкую пленку через ее поверхность [1]. Однако несмотря на высокую эффективность этих систем согласования, для практической реализации тонкопленочных оптоэлектронных схем, вероятно, потребуются функционально более гибкие устройства связи, не имеющие громоздкой линзовой оптики и сочетающие в себе селективность возбуждения с многоканальностью. Результаты, полученные в [2, 3], показывают перспективность методов голографии для создания таких устройств.

В настоящей работе исследуется возможность голографического ввода лазерного излучения в пленочные и волоконные световоды. Этот метод заключается в следующем. Принцип обратимости линейной оптики позволяет использовать в качестве эффективного входного устройства выходное, если зона связи имеет достаточную длину [1]. Для идеального согласования световой волны с входным устройством, ранее являвшимся выходным, необходимо точно воспроизвести распределение ее амплитуды и фазы. Предположим, что в пленочном волноводе возбуждена мода с индексом  $m$ . Если такая волноводная мода сталкивается с травленной поверхностью волновода, то значительная часть световой энергии рассеивается наружу. Искаженный волновой фронт рассеянного излучения служит объектным лучом и распространяется по направлению к плоскости записи, где происходит его регистрация на голограмму. Если проявленную голограмму осветить плоской волной, идущей в направлении, противоположном исходной опорной волне, то образуется действительное изображение рассеивающей поверхности, совпадающее с ней самой [4, 5]. Поскольку фазовое распределение в действительном изображении комплексно сопряжено фазовому распределению в исходном пространстве предмета, то искажающее действие травленной поверхности компенсируется и восстанавливается первоначальная мода, распространяющаяся в обратном направлении. В действительности, рассеяние волноводной моды происходит при многократных

отражениях от травленной поверхности, однако при небольших допущениях вышеприведенное рассмотрение справедливо и для этого случая. Следует отметить, что при записи можно использовать излучение слабой интенсивности, увеличивая время экспозиции, тогда как при восстановлении голограммы более мощным опорным лучом можно возбудить моду любой заданной интенсивности.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рисунке. Излучение He—Ne лазера (0,63 мкм) с помощью призмы связи вводилось в пленку из полистирола толщиной  $7 \div 8$  мкм, причем при определенном угле падения на призму резонансно возбуждалась одна из ТЕ мод. Поверхность пленки подвергали травлению, при этом основная часть излучения рассеивалась вперед под углом  $10 \div 15^\circ$  к поверхности пленки [6]. На расстоянии 5 см от травленной поверхности устанавливалась фотопластинка перпендикулярно к плоской опорной волне и на ней проводилась регистрация выходящего из волновода излучения. Угол между предметным и опорным лучом составлял  $\sim 20^\circ$ . Фотопластинку проявляли, не снимая ее с установки. С целью повышения дифракционной эффективности голограммы ее подвергали отбеливанию по рецепту, приведенному в [3], с последующей обработкой в растворе триэтанолamina. Затем с помощью зеркал меняли направление опорного луча на противоположное, при этом



Блок-схема установки.

1 — лазер 2 — светоделительное устройство, 3 — диафрагма ( $\Phi = 25$  мкм), 4 — фотопластинка, 5 — призмочно-пленочное устройство связи.

необходимый угол между голограммой и опорным лучом устанавливали с точностью не хуже чем  $10 \div 15$  мин. Для совмещения травленной поверхности с ее действительным изображением проводилась тщательная юстировка голограммы, после которой за призмой, служившей теперь в качестве выходного устройства связи, наблюдали  $m$ -линию, соответствующую первоначально возбужденной моде. Одновременно наблюдали серию менее интенсивных  $m$ -линий из-за рассеяния при неполном согласовании световой волны с волноводом. Эффективность такого устройства связи определяется прежде всего дифракционной эффективностью голограммы. Однако когда объект представляет собой сложный, диффузный предмет, достижимая дифракционная эффективность жестко ограничивается искажениями изображения, мерой которых может служить отношение интенсивности восстановленной рабочей моды к интенсивности побочных мод. Это отношение составляло 4 : 1 при дифракционной эффективности голограммы  $\sim 8 \div 10\%$ , для  $I_c/I_0 = 1 : 10$ , где  $I_c$  и  $I_0$  — интенсивности сигнального и опорного лучей.

Используя голографический метод, можно одновременно возбуждать несколько каналов в плоском волноводе с заданным отношением мощности, причем каждый из них может работать как в одномодовом, так и в многомодовом режимах. В работе было реализовано одновременное возбуждение двух волноводов. Для этого при записи голограммы разделяли падающий на призму луч.

С помощью голограмм можно осуществлять связь между элементами волоконной и интегральной оптики. Использование фазовых голограмм в качестве согласующих элементов в волоконной оптике позволит одновременно возбуждать матрицы волоконных световодов, создавать разветвляющие схемы. В экспериментах использовались волокна диаметром от 25 до 100 мкм. Излучение, выходящее из двух волноводов, служило в качестве объектного. При восстановлении голограмм по рассмотренной выше методике происходило одновременное возбуждение двух волокон, причем эффективность согласования в основном определялась дифракционной эффективностью голограммы, которая в этом случае составила  $\sim 15\%$ . Для создания разветвляющих схем, используя в качестве опорного сигнала излучение, прошедшее волновод, необходимо учитывать состояние когерентности, неоднородности и деполяризации волнового фронта [7].

Следует отметить, что голографический метод может найти применение для возбуждения полупроводниковых волноводных структур, где имеются значительные трудности ввода излучения другими методами.

Для практического применения данного метода в конкретных оптоэлектронных схемах, возможно, более перспективными окажутся нефотографические способы записи голограмм, например кристаллорегистрирующие объемные голограммы, эффективность которых имеет теоретический предел до 100%.

#### Литература

- [1] Р. К. Тієн. *Appl. Optics*, **10**, 2395, 1971.
- [2] В. И. Бобринев, В. К. Козлова, М. А. Майорчук. Сб. «Квантовая электроника», № 5, 136, 1971.
- [3] А. Л. Микаэлян, В. И. Бобринев, К. М. Богомолов, Л. П. Вахтанова, В. К. Козлова, С. М. Малшин. Сб. «Квантовая электроника», № 6, 116, 1971.
- [4] Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин. *Оптическая голография*. Изд. «Мир», М., 1973.
- [5] Н. Кogelnik. *Bell. Syst. Techn. J.*, **44**, 2451, 1965.
- [6] Ю. А. Быковский, А. В. Маковкин, В. Л. Смирнов. *Квантовая электроника*, **1**, 208, 1974.
- [7] Ю. А. Быковский, А. В. Маковкин, В. И. Елхов, В. Л. Смирнов. *Опт. и спектр.*, 1974.

Поступило в Редакцию 26 февраля 1974 г.

УДК 539.194

### О СНЯТИИ ОРБИТАЛЬНОГО ВЫРОЖДЕНИЯ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ АНИОН-РАДИКАЛА ЦИНК-ЭТИОПОРФИРИНА В РАСТВОРЕ

В. Г. Маслов

Анион-радикалы (АР) органических соединений, обладающих осью симметрии выше 2-го порядка, согласно теоретическим соображениям, имеют двукратно вырожденное основное состояние [1]. Такие системы представляют большой интерес в связи с возможностью в них различных спектроскопических проявлений эффекта Яна—Теллера. Нами предпринято исследование влияния сольватной оболочки на вырождение основного состояния АР Zn-этиопорфирина. Нейтральные молекулы этого соединения имеют ось симметрии 4-го порядка и основное состояние их АР, как и АР других металлопорфиринов, двукратно вырождено [2].

Для исследования данного вопроса мы применили метод фотохимически индуцированного дихроизма, основанный на следующих явлениях. При облучении твердого замороженного раствора АР последние отщепляют электрон, превращаясь в нейтральные молекулы. Если облучение раствора в соответствующей спектральной области производить поляризованным светом, то после частичного прохождения реакции раствор приобретает дихроизм, т. е. становится отличной от нуля разность оптических плотностей  $\Delta D = D_{\parallel} - D_{\perp}$  ( $D_{\parallel}$  и  $D_{\perp}$  — оптические плотности, измеренные в свете, поляризованном параллельно и перпендикулярно к направлению поляризации света, вызвавшего фотореакцию). Анализируя знак  $\Delta D$  и ход спектральной зависимости  $\Delta D(\lambda)$ , можно получить информацию о поляризации электронных переходов в спектрах АР и нейтральной молекулы. Ранее этот метод успешно использовался при исследовании поляризации электронных переходов АР ароматических и тетрапиррольных соединений [3, 4].

Если основное состояние АР вырождено, каждый электронный переход оказывается наложением пары взаимно перпендикулярно поляризованных переходов, и, если при этом все разрешенные переходы АР и нейтральной молекулы поляризованы в молекулярной плоскости, то следует ожидать, что во всех полосах АР  $\Delta D$  будет отрицательно, а в полосах молекулы — положительно вне зависимости от спектральной области возбуждения фотореакции [4]. Если же вырождение основного состояния АР снято, то при определенных условиях возбуждения можно ожидать разных знаков в разных полосах АР. Детали методики эксперимента описаны ранее [4]. В качестве растворителя использовалась замерзающая прозрачная стеклообразной массой смесь диметилформамида с тетрагидрофураном (1 : 1).