полученного слоя. Для сравнения на том же рисунке приведены кривые отражения R трехслойного покрытия, синтезированного методами работ [10–12], и кривая, описывающая отражение от непросветленной подложки.

Литература

[1] E. Delano. J. Opt. Soc. Am., *57*, 1529, 1967.
[2] Л. Сосси. Изв. АН ЭстССР, физика, математика, *23*, 229, 1974.
[3] J. Strong. J. phys., *11*, 441, 1950.
[4] N. J. Meysing. Physica, *8*, 687, 1941.
[5] J. R. Wait. Electromagnetic Waves in Stratified Media. Pergamon Press, 1962.
[6] А. М. Ермолаев, И. М. Минков, А. Г. Власов. Опт. и спектр., *13*, 259, 1962.
[7] J. A. Dobrowolski. Appl. Opt., *4*, 937, 1965.
[8] P. W. Baumeister. J. Opt. Soc. Am., *48*, 955, 1958.
[9] В. Б. Гласко, А. Н. Тихонов, А. В. Тихонравов. Ж. выч. мат. и мат. физики, *14*, 135, 1974.
[10] И. М. Минков, В. В. Веремей. Опт. и спектр., *37*, 998, 1974.
[11] R. J. Pegis. J. Opt. Soc. Am., *51*, 1255, 1961.
[12] Ш. А. Фурман. Опт. и спектр., *21*, 82, 357, 503, 1966.
[13] П. Г. Кард. Опт. и спектр., *16*, 914, 1964.

Поступило в Редакцию 20 апреля 1976 г.

УДК 539.194.01

О САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ В ТРЕХУРОВНЕВОЙ ЭКВИДИСТАНТНОЙ СИСТЕМЕ С ВЫРОЖДЕНИЕМ

Т. М. Махвиладзе, И. Г. Синицын и *Л. А. Шелепин*

Самоиндуцированная прозрачность [1, 2] рассматривалась для трехуровневых эквидистантных систем в работах [3–5]. Эта задача представляет большой интерес в связи с изучением прохождения ультракоротких импульсов через молекулярную среду, когда частота входного импульса соответствует резонансу на квазиэквидистантных колебательно-вращательных переходах. Такого же типа ситуации могут возникать и в существенно неэквидистантных системах при «затягивании» уровней в резонанс за счет динамического эффекта Штарка. При рассмотрении реальных случаев в подобных задачах нельзя, однако, ограничиваться случаем невырожденных уровней [6].

Будем предполагать, что время релаксации между отдельными подуровнями больше длительности входного импульса, но поле таково, что двухквантовыми явлениями можно пренебречь.

Тогда аналогично [4] можно получить теорему площадей

$$\frac{d\Theta}{dz}=\frac{8\pi^2\omega}{\eta c\hbar}\,g\,(0)\sum_i N^i\,(p_{12}^i)^2\left[-2C_1^i\sin\frac{\nu^i k^i\Theta}{2}+((\lambda^i)^2-1)\,C_2^i\sin\nu^i k^i\theta\right], \qquad (1)$$

где $\Theta=\frac{2p_{12}^{\max}}{\hbar}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}Edt$, E — огибающая циркулярно поляризованного поля; $p_{12}^{\max}=\max\{p_{12}^i\}$ — максимальный дипольный момент переходов, связывающих подуровни нижнего и среднего энергетических уровней; $\lambda_i=p_{23}^i/p_{12}^i$; $\nu^i=\sqrt{1+(\lambda^i)^2}$; $k^i=p_{12}^i/p_{12}^{\max}$, p_{23}^i — дипольные моменты переходов подуровней, относящихся ко второму и третьему уровням; N^i — плотность молекул, участвующих в i-м переходе; $g\,(0)=g\,(\Delta\omega)\mid_{\Delta\omega=0}$, где $g\,(\Delta\omega)$ — профиль линии неоднородного уширения; η — коэффициент преломления; $C_1^i=(\lambda^i)^2/(\nu^i)^3$; $C_2^i=1/2\,(\nu^i)^3$ (предполагается, что в начальный момент все молекулы равнораспределены между подуровнями нижнего уровня). Из (1) следует условие стационарного распространения импульса

$$\sum_i (p_{12}^i)^2\left\{4\,(\lambda^i)^2\sin\frac{\nu^i k^i\Theta}{2}-[(\lambda^i)^2-1]\sin\nu^i k^i\Theta\right\}=0. \qquad (2)$$

Без учета неоднородного уширения изменение полной энергии импульса дается соотношением

$$\left.\begin{aligned} \frac{dW}{dz} &= 2\hbar\omega \sum_i \frac{N^i}{\nu^i}\left[-4C_1^i \sin^2\frac{\nu^i k^i \Theta}{4} + ((\lambda^i)^2 - 1)\, C_2^i \sin^2\frac{\nu^i k^i\Theta}{2}\right], \\ W &= \frac{\eta c}{8\pi}\int E^2 dt. \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Из (2) и (3) легко получить необходимое условие стационарности распространения импульса

$$\left.\begin{aligned} \nu^i k^i \Theta &= 4\pi n \quad \text{при} \quad \lambda^i \neq 0, \\ \nu^i k^i \Theta &= 2\pi n \quad \text{при} \quad \lambda^i = 0. \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Здесь следует заметить, что при $\lambda \ll 1$ в невырожденном случае для 2π импульса

$$d\Theta/dz = 0, \quad dW/dz = -\hbar\omega N \lambda^2 (8 + \pi^2),$$

а при $\nu\Theta = 4\pi$, $d\Theta/d_z = 0$ и $dW/dz = 0$. Таким образом, слабый верхний переход существенно меняет площадь стационарного импульса (солитона).

Рассмотрим несколько частных случаев.

а. При $j_1 = 0$, $j_2 = 1$, $j_3 = 1$ система ведет себя как невырожденная.

б. При $j_1 = {}^3/_2$, $j_2 = {}^1/_2$, $j_3 = {}^3/_2$ система ведет себя как существенно вырожденная, но распространение солитона возможно только при $\lambda^1 = \sqrt{3}$ и $\lambda^2 = 1/\sqrt{3}$.

В общем случае распространение циркулярно поляризованных солитонов в существенно вырожденных системах возможно только при строго фиксированных отношениях дипольных моментов. С этой точки зрения бо́льший интерес представляет распространение плоско поляризованного импульса.

в. Если оба перехода являются Q переходами, то $\nu^i = \nu^1$, $k^i = i/j$ и условие (4) может быть выполнено для всех переходов одновременно при $\nu\Theta/j = 4\pi n$.

Форма солитонов может быть получена из уравнений

$$\left.\begin{aligned} \dot{y} &= 2\sum_i n k^i \left(x_1^i x_2^i + \lambda^i x_2^i x_3^i\right), \\ \dot{x}_1^i &= -k^i y x_2^i, \\ \dot{x}_2^i &= y k^i \left(x_1^i - \lambda^i x_3^i\right), \\ \dot{x}_3^i &= y \lambda^i k^i x_2^i, \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

где $n = N^i N$, $y = \dfrac{p_{12}^{\max}}{\hbar} E\Omega^{-1}$, $\tau = \displaystyle\int_{-\infty}^{t} y\,dt$, $\Omega^2 = \dfrac{2\pi N p_{12}^{\max}\omega}{\eta^2\hbar\,(c/v\eta - 1)}$, v — скорость солитона; время измеряется в единицах Ω^{-1}. Из (5) получаем

$$y = \frac{d\tau}{dt} = \frac{1}{n}\sqrt{\sum_i \frac{4}{(\nu^i)^4}\left[(1 + (\lambda^i)^2)\sin^2\frac{k^i\nu^i\tau}{2} + ((\lambda^i)^2 - 1)\sin\frac{4k^i\nu^i\tau}{2}\right.}. \quad (6)$$

При $j = 2$ для случая Q переходов

$$y = \frac{1}{5}\sqrt{\frac{8}{\nu}\left\{(1 + \lambda^2)\left[\sin^2\frac{\nu\tau}{4} + \sin^2\frac{\nu\tau}{2}\right] + (\lambda^2 - 1)\left[\sin^4\frac{\nu\tau}{4} + \sin^4\frac{\nu\tau}{2}\right]\right.}. \quad (7)$$

Из исследования (7) легко получить, что при $\lambda^2 < 1/17$ импульс имеет 4 горба, при $1/17 < \lambda^2 < 1$ он двугорбый, а при $\lambda^2 \to \infty$ имеет 3 горба.

Отметим влияние динамического эффекта Штарка и нерезонансного поглощения [7] на самоиндуцированную прозрачность. Для многих веществ пороговое поле самоиндуцированной прозрачности несколько меньше поля, при котором происходит эффективное затягивание новых уровней. При этом в зависимости от величины подаваемых полей может существенно меняться форма солитона, а также его площадь, что может быть использовано для управления импульсом.

Таким образом, здесь возникает новый круг приложений явления нерезонансного поглощения. Наряду с бесстолкновительной диссоциацией, стимулированием определенных химических реакций, разделением изотопов [8] это явление может быть использовано для управления сигналами, проходящими через вещество. Отметим, что на поля при этом накладываются ограничения снизу и сверху, определяемые структурой энергетических уровней молекул (например, для выполнения условия, чтобы третий уровень, имеющий определенную расстройку, затягивался в «резонанс», а четвертый, с большей расстройкой, — нет). Все соотношения и формулы, необходимые для расчетов конкретных молекул и конкретных систем, содержатся в работах [7–9].

Литература

[1] S. L. McCall, E. L. Hahn. Phys. Rev., 457, 1969.
[2] И. А. Полуэктов, Ю. М. Попов, В. С. Ройберг. Усп. физ. наук, *114*, 97, 1974.
[3] Л. А. Большаков, А. П. Напартович. ЖЭТФ, *68*, 1763, 1975.
[4] В. П. Кудря, Т. М. Махвиладзе, И. Г. Синицын, Л. А. Шелепин. Тр. ФИАН, *87*, 38, 1976.
[5] Д. И. Груев. Квантовая электроника, *2*, 2487, 1975.
[6] C. K. Rhodes, A. Szöke, A. Javan. Phys. Rev. Lett., *21*, 1151, 1968.
[7] В. М. Акулин, С. С. Алимпиев, Н. В. Карлов, Л. А. Шелепин. ЖЭТФ, *69*, 863, 1975.
[8] Н. В. Карлов, А. М. Прохоров. Усп. физ. наук, *118*, 583, 1976.
[9] В. М. Акулин, С. С. Алимпиев, Н. В. Карлов, Л. А. Шелепин. Тр. ФИАН, *87*, 141, 1976.

Поступило в Редакцию 3 мая 1976 г.

УДК 535.65

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЦВЕТНОГО КОНТРАСТА

А. В. Бухман

В последнее время заметно возрастает научное и прикладное значение методов формирования, обработки и представления различной информации с применением цветных и псевдоцветных (квазицветных) изображений [1–4]. Оптимизация систем, реализующих эти методы, требует учета закономерностей зрительного восприятия [5–7]. Эффективность практического использования содержащейся в цветных изображениях информации в значительной степени зависит от возможностей их количественного анализа.

Современные методы анализа цвета основаны на фотометрических принципах измерений оптических излучений (стимулов) с помощью трех спектральных приборов $a_i (i=1, 2, 3)$ и устройств, формирующих координатный базис X_i трехмерного цветового пространства сигналов.

Взаимные сравнения различных стимулов производятся колориметрическими методами, математическим следствием которых является афинность цветового многообразия. Эти методы позволяют устанавливать равенства сравниваемых излучений, но не пригодны для метрологических измерений цветовых неравенств, так как не дают возможность количественно оценивать цветовые различия.

Поиски методов определения метрики цвета в настоящее время связаны с построением равноконтрастного цветового пространства (РЦП) [8, 9]. Задачу построения РЦП сводят к установлению функциональной связи между исходными координатами стимулов X_1 и X_2 (один из которых рассматривают в качестве фона) и координатами РЦП, в которых различие между стимулом и фоном определяется сложным цветным контрастом, состоящим из контраста по яркости и по цветности. Контраст по цветности выражают либо в ортогональных координатах, характеризующих восприятие сине-желтых и красно-зеленых цветов, либо в полярных координатах, в которых модуль вектора соответствует насыщенности, а его аргумент — цветовой тональности. Эти понятия относятся к области физиологической оптики и определяют координаты цветности в пространстве ощущений цвета [7, 8].

Созданию РЦП придается большое практическое значение [8, 9], однако, несмотря на многочисленные теоретические и экспериментальные работы, проблема его построения не решена.

В настоящем сообщении рассмотрен новый метод математического определения цветового контраста на базе теории представлений групп [10], как основы для построения РЦП.

В общем случае цветовое многообразие неэвклидово [9], но характеризуется тем, что у каждой его точки существует окрестность, которая эквивалентна (гомеоморфна) области трехмерного эвклидового пространства. Такое многообразие является топологическим пространством со счетной базой — трехмерным топологическим многообразием R_3. Каждой точке данного многообразия соответствует касательный вектор (инфинитезимальный оператор) A_i, задающий касательное векторное поле, в котором, кроме обычных операций линейного пространства — сложения и умножения на число, имеет место еще операция коммутирования. Различие между точками такого многообразия устанавливается путем взаимнонепрерывных сдвигов g из соответствующей группы движений G топологического пространства. Группа движений в R_3 неоднородна и может быть разложена на прямое произведение транзитивных групп: группы сдвигов на числовой оси, с которой отождествляются изменения модуля вектора, и группы вращений $SO(3)$ единичной сферы, характеризующей изменения направлений вектора.