

рассматривать их как один из наиболее перспективных материалов для получения вынужденного излучения в области 1.3 мкм в режиме модулированной добротности резонатора.

Авторы благодарят И. Р. Савинову за приготовление исходных пихт и выражают глубокую признательность П. П. Феофилову за постоянный интерес к этой работе и полезное обсуждение ее результатов.

Литература

- [1] R. C. Ohlmann, K. B. Steinbruegge, R. Mazelsky. Appl. Optics, 7, 905, 1968.
- [2] R. H. Hopkins, G. W. Roland, K. B. Steinbruegge, W. D. Partlow. J. Electrochem. Soc., 118, 637, 1971; K. B. Steinbruegge, R. H. Hopkins, G. W. Roland. IEEE J. Quant. Electr., 8, 534, 1972.
- [3] K. B. Steinbruegge, T. Henningsen, R. H. Hopkins, R. Mazelsky, N. T. Melamed, E. P. Riedel, G. W. Roland. Appl. Opt., 11, 999, 1972.
- [4] R. C. Eckardt, J. L. De Rosa, J. P. Letellier. IEEE J. Quant. Electr., 10, 620, 1974.
- [5] K. B. Steinbruegge, G. D. Baldwin. IEEE J. Quant. Electr., 9, 667, 1973.
- [6] K. B. Steinbruegge, G. D. Baldwin. Appl. Phys. Lett., 25, 220, 1974.
- [7] А. А. Каминский, С. Э. Саркисов. Ж. Неорг. матер., 9, 505, 1973; А. А. Каминский, С. Э. Саркисов, Л. Ли. Phys. St. Sol. (a), 15, k-141, 1973; M. J. Vina, C. R. Jones. Optics Commun., 7, 400, 1973.
- [8] А. О. Иванов, И. В. Мочалов, А. М. Ткачук, В. А. Федоров, П. П. Феофилов. Квант. электрон., 2, 186, 1975.

Поступило в Редакцию 5 августа 1975 г.

УДК 535.42.01

О РАСЧЕТЕ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА, ДИФРАГИРОВАННОГО ВНЕШНИМИ ЗАТМЕВАЮЩИМИ ДИСКАМИ КОРОНОГРАФА

А. Ленский

Наиболее эффективные способы уменьшения количества рассеянного света во врезатном коронографе Лيو до уровня, необходимого для успешного фотографирования внешней солнечной короны со спутников или баллонов, предполагают использование внешнего затмевающего диска с зубчатым краем [1] или нескольких обычных дисков, расположенных один за другим [2]. Хотя оба эти способа предложены более десяти лет тому назад и с тех пор неоднократно с успехом применялись на практике, расчетов освещенности в тени таких сложных экранов опубликовано не было. Объясняется это, по-видимому, значительной трудоемкостью вычислений, в основу которых могло бы быть положено математическое описание дифракционных явлений с помощью традиционной формы интеграла Кирхгофа.

В настоящем сообщении предлагается методика расчета интенсивности света, дифрагируемого вышеупомянутыми экранами, основанная на использовании интеграла Кирхгофа в представлении Рубиновича [3]. Последнее предполагает вычисление линейного интеграла, берущегося вдоль контура дифракционного отверстия или экрана, а так как вычислить линейный интеграл легче, чем поверхностный, такой подход должен привести к существенной экономии времени вычислений.

Согласно [3], комплексная амплитуда U' в какой-либо точке P дифрагированного поля от точечного источника S может быть определена в виде следующей суммы:

$$U' = U^{(g)} + U^{(d)}, \quad (1)$$

где предсказываемое геометрической оптикой возмущение

$$U^{(g)} = \begin{cases} \frac{A}{R} \exp ikR, & \text{если точка } P \text{ находится в прямом пучке,} \\ 0, & \text{если точка } P \text{ находится в области геометрической тени;} \end{cases} \quad (2)$$

A — постоянная, R — расстояние от S до P , $k=2\pi/\lambda$, λ — длина волны; $U^{(d)}$ представляет собой так называемую граничную или краевую дифракционную волну и выражается криволинейным интегралом по контуру Γ отверстия или экрана

$$U^{(d)} = \frac{A}{4\pi} \oint_{\Gamma} \frac{\exp [ik(r+s)] \cos(n, s) \sin(r, dl)}{rs[1 + \cos(r, s)]} dl, \quad (3)$$

здесь r — расстояние от элемента dl контура Γ до источника S , s — расстояние от dl до P , n — направленная в сторону прямого пучка нормаль к элементу dl и отрезку r .

Введем единичный вектор a луча, падающего на элемент dl из точки S , единичный вектор a' луча, дифрагированного элементом dl к точке P , а также радиус-вектор ρ , описывающий кривую контура Γ . Тогда, обозначая возмущение в точках контура Γ через

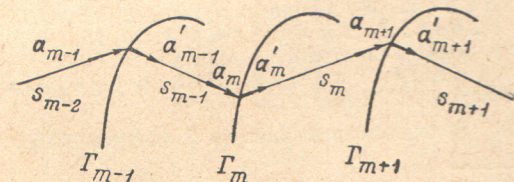
$$U = \frac{A}{r} \exp ikr, \quad (4)$$

выражение (3) для краевой дифракционной волны с точностью до знака можно преобразовать к виду

$$U^{(d)} = \frac{1}{4\pi} \oint_{\Gamma} U \frac{[aa'd\rho]}{1 - a \cdot a'} \frac{\exp iks}{s}, \quad (5)$$

где квадратными скобками обозначено смещенное произведение трех векторов, а точкой — скалярное произведение.

В соответствии с выражением (5) или (3) каждая точка контура дифракционного отверстия или экрана может рассматриваться как вторичный источник элементарной бисферической волны. Две части этой волны, отличающиеся друг от друга по фазе на π , разделяет плоскость, содержащая векторы a и $d\rho$. Амплитуда бисферической волны зависит от направления дифрагированного луча a' посредством множителя $[aa'd\rho]/(1 - a \cdot a')$.



В том случае, если в тени какого-либо экрана находится другой экран, каждая точка контура первого экрана освещает весь контур второго экрана сферической частью элементарной бисферической волны.

Результат дифракции этой сферической части волны на втором экране может быть выражен интегралом (5), в котором роль U , т. е. возмущения в точках второго экрана, должна играть величина

$$\frac{1}{4\pi} U \frac{[aa'd\rho]}{1 - a \cdot a'} \frac{\exp iks}{s}$$

относящаяся к точке контура первого экрана, являющейся источником элементарной волны. Для того чтобы учесть действие всех когерентных элементарных волн, необходимо лишь провести дополнительное интегрирование по контуру первого экрана.

Эти рассуждения легко распространяются на любое количество дифракционных экранов, расположенных один за другим. Если воспользоваться обозначениями, которые поясняет рисунок, выражение для амплитуды дифрагированного поля за M -м экраном будет иметь следующий вид:

$$U^{(d)} = \frac{1}{(4\pi)^M} \oint_{\Gamma_1} \dots \oint_{\Gamma_M} U_1 \frac{\exp ik \sum_{m=1}^M s_m}{\prod_{m=1}^M s_m} \prod_{m=1}^M \frac{[a_m a_{m+1} d\rho_m]}{1 - a_m \cdot a_{m+1}}, \quad (6)$$

где возмущение U_1 в точках контура 1-го экрана определяется соотношением (4). При этом предполагается, что первичный точечный источник освещает лишь 1-й экран, что из любой точки контура m -го экрана видны только $(m-1)$ -й и $(m+1)$ -й экраны, и наконец, что в исследуемую точку за M -м экраном попадают дифрагированные лучи непосредственно от края лишь этого последнего экрана. Все эти условия выполняются в случае нескольких внешних затмевающих дисков коронографа. Изложенное, однако, можно обобщить и на тот случай, когда перечисленные условия не выполняются.

В расчете дифрагированного поля за несколькими затмевающими дисками возможны дальнейшие упрощения. Дело в том, что при интегрировании по любому из контуров Γ_m , кроме последнего Γ_M , расстояния s_m изменяются на очень большое количество длин волны λ , подынтегральная функция от этого на большей части контура быстро меняет знак, и вклад в интеграл существенно отличен от нуля лишь в окрестностях так называемых критических или активных точек контура, для которых длина светового пути имеет экстремальное значение. Таким образом, интегралы могут быть, по-видимому, достаточно хорошо оценены при помощи метода стационарной фазы (см. [3], стр. 821). Этот метод применим и к интегралу по контуру Γ_M последнего экрана, но лишь тогда, когда амплитуда дифрагированного света вычисляется в точках, достаточно удаленных от «центра» тени.

В качестве примера приведем результаты расчета освещенности $I = |U^{(d)}|^2$ в центре тени при бесконечно удаленном точечном источнике монохроматического света ($\lambda = 0.5$ мкм), расположенном на оси следующих затмевающих экранов.

1. Простой диск радиуса $\rho_1=25$ мм; расстояние до исследуемой точки P 200 см.
2. Два диска, разделенные промежутком $t_1=20$ см; $\rho_1=25$ мм, $\rho_2=24$ мм; расстояние от 2-го диска до P 180 см.
3. Три диска: $\rho_1=25$ мм, $\rho_2=24$ мм, $\rho_3=22.75$ мм; $t_1=t_2=20$ см; расстояние от 3-го диска до P 160 см.

Если принять за единицу освещенность в отсутствие дисков, то трем вышеперечисленным экранам будут соответствовать числа 1, $6.75 \cdot 10^{-3}$, $3.59 \cdot 10^{-4}$. Два последних получены с использованием метода стационарной фазы и могут быть несколько завышенными.

Зубчатые диски с тесно расположенными Λ -образными зубьями дадут в центре тени еще более низкую освещенность, если разность хода от оснований и вершин зубьев незначительно меньше целого числа длин волн.

В заключение отметим следующее. Результат, выражаемый формулой (6), равным образом может быть получен в предположении, что интеграл (5) описывает дифракцию волны произвольной, а не только сферической формы.

Литература

- [1] J. D. Purcell, M. J. Coome. J. Opt. Soc. Am., 52, 596, 1962.
- [2] G. Newkirk, D. Bohlin. Appl. Optics, 2, 131, 1963.
- [3] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики, 484. «Наука», М., 1970.

Поступило в Редакцию 10 октября 1975 г.

УДК 535.373.3+539.196.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЗАКТИВАЦИИ СТОЛКНОВЕНИЯМИ СОСТОЯНИЯ $A^2\Pi$ РАДИКАЛА CN МЕТОДОМ ТУШЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Е. Н. Терещенко, С. Н. Головкова и Н. Я. Додонова

Деактивация электронно-возбужденных состояний простых молекул в газовой фазе при добавлении посторонних газов проявляется в изменении электронно-колебательных спектров флуоресценции.

Методом тушения флуоресценции в ряде работ исследовалось влияние добавленных газов на колебательную структуру спектров $CO A^1\Pi$, $v'=0-8$ [1], $CO d^3\Delta$, $v'=5$ [2], $CO a^3\Pi$, $v'=0, 1, 2$ [3], $OH^2\Sigma^+$, $v'=0, 1$ [4, 5], $CN B^2\Sigma^+$, $v'=0, 1$ [6-8]. В [9] нами был приведен спектр флуоресценции «красной» системы полос радикала CN в области 500-670 нм (переход $A^2\Pi$, $v' \leq 10 \rightarrow X^2\Sigma^+$, v''), полученный при фотодиссоциации HCN. Было установлено, что вид спектра флуоресценции, т. е. положение полос, соответствующих отдельным электронно-колебательным переходам, и соотношение их интенсивностей не зависят от давления HCN в пределах 0.1-3 тор и давления добавленных газов в пределах 0-50 тор. При напуске He, Ne, Ar, N_2 , H_2 общая интенсивность флуоресценции уменьшается. Методом тушения флуоресценции могут быть экспериментально определены характеристики эффективности тушащих столкновений $k_q\tau$, где k_q — константа скорости тушения, τ — естественное среднее время жизни возбужденного состояния.

В настоящей работе для регистрации интегральной интенсивности флуоресценции «красной» системы CN область спектра 490-700 нм выделялась фильтром ЖС-17. Мы измерили зависимость интенсивности флуоресценции от собственного давления HCN и давления добавленных He, Ne, Ar, N_2 , H_2 .

Ранее нами показано [7, 8], что изменение интенсивности «фиолетовой» системы CN (переход $B^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Sigma^+$), наблюдаемой при фотодиссоциации HCN одновременно с «красной» системой $A^2\Pi \rightarrow X^2\Sigma^+$, подчиняется формуле Штерна-Фольмера.

В интервале давлений HCN 0.1-0.7 тор экспериментальная зависимость $p/I_{фл.}$ для «красной» системы CN также подчиняется (рис. 1) формуле Штерна-Фольмера в виде

$$\frac{p}{I_{фл.}} = K(1 + k_s^0\tau p), \quad (1)$$

где p — давление HCN; $I_{фл.}$ — интенсивность флуоресценции «красной» системы CN; K — коэффициент, учитывающий сечение поглощения HCN, квантовый выход образования возбужденных радикалов CN ($A^2\Pi$), чувствительность системы регистрации и геометрический фактор; k_s^0 — константа скорости самотушения CN ($A^2\Pi$) молекулами HCN в отсутствие добавленного газа; τ — среднее время жизни состояния $A^2\Pi$. Коэф-