Для КР в отсутствие поля H правила отбора следующие [1]:

$$|\Delta J| = 2,\ 1,\ 0;\quad |\Delta L| = 2,\ 0;\quad |\Delta S| = 0;\quad \Delta m = 0,\ \pm 1,\ \pm 2. \tag{8}$$

Правила отбора (7) в отличие от (8) разрешают интеркомбинационные переходы, например

$$^1S_0 \to {}^3S_1;\quad {}^1S_0 \to {}^3D_3;\quad {}^1P_1 \to {}^3P_0;\quad {}^1P_1 \to {}^3P_2.$$

Из (5) с учетом разложения (6) можно получить восприимчивость ВКР в постоянном магнитном поле в виде

$$\chi = \chi_0 + \chi_1 H + \chi_2 H^2, \tag{9}$$

где χ_0 отлично от нуля для переходов, разрешенных правилами (8), $\chi_1 H$ отличен от нуля для переходов, разрешенных одновременно правилами (7) и (8), а $\chi_2 H$ описывает КР для переходов, разрешенных правилами (7). Отношение слагаемых в (9) определяется в случае

$$\omega_L \sim \omega_{sl} \sim \omega_{1l} \sim \omega_{l2} \sim \omega_{12} \sim \omega$$

отношением $\hbar\omega : \mu H : \dfrac{\mu^2 H^2}{\hbar\omega} \simeq 10^3 : 1 : 10^{-3}$ при $\omega \sim 10^{14}$ сек.$^{-1}$ и $H \sim 10^5$ э.

Что касается перестройки частоты рассеянного света, то, например, если с помощью накачки левополяризованным светом заселить магнитный подуровень $m = -1$ 6^6P_1-состояния атома ртути (1849.57 Å [6]), то для разрешенного правилами (8) перехода $6^1P_1 \to 5^1F_3$ можно создать перестройку $\Delta\omega$ в пределах $0 < \Delta\omega < 60$ см$^{-1}$ для $m = -1 \to m' = +1$ и $m = -1 \to m' = -3$, при $0 < H < 10^5$ э, где $\Delta\omega$ — разность частот рассеянного света в отсутствие поля H и в поле H. Для разрешенного правилами (7) перехода 6^1P_1 $(m = -1) \to 7^3P_2$ $(m = +1)$ $0 < \Delta\omega < 80$ см$^{-1}$ при $0 < H < 10^5$ э.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность С. А. Ахманову и Г. В. Скроцкому за обсуждение работы и полезные замечания.

Литература

[1] Г. Плачек. Релеевское рассеяние и Раман-эффект. ОНТИ ГНТИУ, Харьков—Киев, 1935.
[2] M. P. Groenewege. Molec. Phys., *5*, 541, 1962.
[3] P. N. Butcher. Nonlinear Optical Phenomena. Eng. Exp. Station. Bull. 200, Ohio State Univ., 1965.
[4] В. Т. Платоненко, К. В. Стаменов, Р. В. Хохлов. ЖЭТФ, *49*, 1190, 1965.
[5] Е. Вигнер. Теория групп. ИЛ, М., 1961.
[6] С. Э. Фриш. Оптические спектры атомов. Физматгиз, М.—Л., 1963.

Поступило в Редакцию 23 августа 1971 г.

УДК 535.853.3

ЭЛЛИПСОИДАЛЬНЫЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ РЕШЕТКИ ДЛЯ МОНОХРОМАТОРОВ СЕЙЯ—НАМИОКА

С. А. Стрежнев, А. И. Андреева и А. З. Хабиров

В предыдущей работе [1] нами были приведены параметры и оптические свойства тороидальных дифракционных решеток для монохроматоров Сейя—Намиока. Применение тороидальных решеток взамен вогнутых сферических благодаря компенсации астигматизма увеличивает реальную светосилу указанных приборов в 2÷33 раза в зависимости от высот входной и выходной щелей, применяющихся от 10 до 1 мм. Оптимальная ширина заштрихованной поверхности тороидальных решеток является такой же, как и у сферических [2, 3]. По качеству спектральных линий тороидальные решетки в установке Сейя—Намиока при высоте щелей до 10 мм практически не отличаются от сферических. При более длинных щелях происходит уширение спектральных линий из-за аберраций типа комы и сферической аберрации, которые тороидальной поверхностью не устраняются.

По измерениям, выполненным в лаборатории Ф. И. Вилесова, одна из наших вогнутых тороидальных решеток с меридиональным радиусом кривизны 500 мм, 1200 штр./мм в монохроматоре Сейя—Намиока при высоте щели 10 мм в области 120 нм при полной апертуре 50×40 мм разрешала 0.9 Å, что сравнимо с разрешением 1÷1.2 Å сферической решетки, полученной при тех же условиях.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

Теоретические исследования свойств эллипсоидальных решеток, проведенные Намиока [3, 5], показали, что решетки этого типа в монохроматорах Сейя—Намиока столь же эффективны по светосиле, как и тороидальные. Как следует из теории для любой формы эллипсоидальной поверхности, выигрыш в светосиле зависит от радиусов кривизны меридионального и сагиттального сечений. Изготовление трехосного эллипсоида общего вида представляет значительные трудности. Поэтому в цитируемых работах [3, 5] были рассмотрены два наиболее интересных случая эллипсоидов вращения: когда $a=b\neq c$ и $a=c\neq b$, где a, b и c — полуоси эллипсоида, расположенные соответственно в направлении нормали к решетке, ширины ее заштрихованной поверхности и длины штрихов. Оказалось, что форма поверхности эллипсоида существенно влияет на качество изображения, даваемого решеткой, в особенности при работе вблизи ее предела разрешения. Решетка на эллипсоиде вращения $a=c\neq b$ по сравнению со сферической и тороидальной позволяет получить большую оптимальную ширину, а следовательно, и большую теоретическую разрешающую способность из-за частичного устранения сферической аберрации эллипсоидальной поверхностью. Эти выводы относятся как к монтировкам решеток на окружности Роуленда, так и в монохроматоре Сейя—Намиока [5].

Однако несмотря на очевидные преимущества, эллипсоидальные решетки не были осуществлены главным образом из-за технологических трудностей изготовления эллипсоидальных поверхностей. Решение этой задачи у нас стало возможным лишь в последнее время, после того как были найдены способы получения точных поверхностей указанного вида [6]. В результате опытов нами получены эллипсоидальные решетки с различными параметрами, предназначенные для монохроматоров Сейя—Намиока, часть из них уже применяется в этих приборах.

В настоящей статье приведены параметры и оптические свойства эллипсоидальных дифракционных решеток для монохроматоров Сейя—Намиока. При выборе параметров мы исходили из необходимости равенства радиуса кривизны стандартной сферической и меридионального радиуса кривизны эллипсоидальной решеток, что позволяет использовать последние в существующих монохроматорах взамен вогнутых сферических и тороидальных решеток. Чтобы получить максимальный выигрыш в светосиле, сагиттальные радиусы кривизны выбирались такими же, как и у тороидальных решеток [1]. В качестве заготовок решеток использовались эллипсоиды вращения, у которых $a=c=R_s\neq b$, где R_s — сагиттальный радиус кривизны при вершине решетки. Основные параметры эллипсоидальных решеток приведены в таблице. Ввиду того что оптимальная ширина заштрихованной поверхности эллипсоидальных решеток превышает оптимальную ширину сферических и тороидальных для длин волн, находящихся вблизи стигматической длины волны [5], размер заштрихованной поверхности эллипсоидальных решеток увеличен. Максимальный размер ширины заштрихованной поверхности решеток 90 и 110 мм ограничивался технологическими возможностями изготовления как заготовок, так и вогнутых дифракционных решеток большой апертуры [7]. Для сравнения в таблице приведены размеры заштрихованной поверхности стандартных сферических и тороидальных дифракционных решеток, используемых в монохроматоре Сейя—Намиока [1]. Решетки изготовлялись на делительной машине с управлением по интерференционным муаровым полосам [8, 9].

Параметры эллипсоидальных дифракционных решеток для монохроматоров Сейя—Намиока

Номер п./п.	Меридиональный радиус кривизны $R_m=b^2/a$, мм	Сагиттальный радиус кривизны $R_s=a$, мм	Число штрихов на 1 мм	Рабочий порядок спектра	Размер заштрихованной поверхности, мм		Длина волны, при которой получается стигматическое изображение, нм	Спектральная область, нм
					стандартных решеток сферической и тороидальной	эллипсоидальной решетки		
1	500.1	333.3	1200	1	50 × 40	50 × 40—90 × 70	120	0÷200
2	500.1	325.8	1200	1	50 × 40	50 × 40—90 × 70	300	50÷500
3	500.1	318.5	1200	1	50 × 40	50 × 40—90 × 70	420	0÷700
4	1000.35	668.3	600	1	60 × 50	60 × 50—110 × 90	120	0÷200
5	1000.35	661.4	600	1	60 × 50	60 × 50—110 × 90	420	0÷700
6	1000.35	653.3	600	1	60 × 50	60 × 50—110 × 90	590	0÷1000

Оценка качества изображения, даваемого эллипсоидальными решетками, проводилась визуально на установке Сейя—Намиока, а также в автоколлимационном спектрографе по схеме Игля в видимой области по монохроматической линии кадмия 508.6 нм путем исследования формы спектральной линии и ее окрестностей, а также оценки распределения ошибок деления по поверхности решеток теневым способом. В схеме Игля решетки при полной апертуре дают при длине входной щели до 10 мм практически совершенные спектральные линии. Разрешающая способность их в этих

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

условиях близка к теоретическому значению. В установке Сейя—Намиока они в отличие от сферических и тороидальных позволяли получать спектральные линии лучшего качества из-за меньшей величины сферической аберрации эллипсоидальной поверхности. Таким образом, благодаря увеличению оптимальной ширины эллипсоидальных решеток применение их в монохроматорах Сейя—Намиока взамен вогнутых сферических и тороидальных позволяет повысить как светосилу, так и разрешающую способность этих приборов.

Литература

[1] С. А. Стрежнев, А. И. Андреева. Опт. и спектр., *28*, 796, 1970.
[2] H. Haber. J. Opt. Soc. Am., *40*, 153, 1950.
[3] T. Namioka. J. Quant. Spectr. Rad. Trans., *2*, 697, 1962.
[4] E. Schönheit. Optik, *23*, 305, 1965.
[5] T. Namioka. J. Opt. Soc. Am., *51*, 4, 13, 1961.
[6] А. З. Хабиров. Бюлл. изобр., *21*, 154, 1968.
[7] С. А. Стрежнев, Н. М. Балясников, Ю. А. Шуба. Опт.-мех. пром., № 4, 63, 1971.
[8] Ф. М. Герасимов, В. П. Сергеев, И. А. Тельтевский, В. В. Сергеев, Б. В. Маричев. Опт. и спектр., *19*, 270, 1965.
[9] В. В. Куинджи, С. А. Стрежнев, Н. А. Фетисова. Опт.-мех. пром., № 6, 43, 1970.

Поступило в Редакцию 1 сентября 1971 г.

УДК 535.37

КВАЗИЛИНЕЙЧАТЫЙ СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ БЕНЗОФЕНОНА В ТОЛУОЛЕ ПРИ 4.2° К

Т. Н. Болотникова и *Л. К. Артемова*

Известно, что соединения, содержащие гетероатомы, характеризуются системой n- и π-электронов; соответственно для них характерно два типа возбужденных состояний ($n\pi^*$- и $\pi\pi^*$-состояний). Спектрально-люминесцентные свойства таких соединений зависят от относительного расположения синглетных и триплетных уровней $n\pi^*$- и $\pi\pi^*$-типа [1, 2].

В настоящей работе сопоставлены спектры флуоресценции двух близких по структуре молекул бензофенона и антрона. Для этих соединений характерна следующая последовательность уровней (рис. 1) [3, 4].

Молекулы данного класса характеризуются небольшой величиной $S—T_{n\pi^*}$-расщепления [1, 5, 6], а вероятность конверсии возбуждения между $S_{n\pi^*}$ и $T_{\pi\pi^*}$ на два порядка выше, чем $S_{\pi\pi^*}$ и $T_{\pi\pi^*}$ [7]. В результате как для бензофенона, так и для антрона наблюдается единственный вид излучения — фосфоресценция с малым временем жизни.

Квантовый выход фосфоресценции в целом определяется величиной спин-орбитального взаимодействия. Однако распределение интенсивности в спектре и колебательная структура в значительной степени могут определяться вибронными взаимодействиями в системах синглетных и триплетных состояний [8, 9].

В связи с этим для выяснения особенностей переходов в каждом конкретном случае имеет значение детальный анализ колебательной структуры спектра и сопоставление с данными поляризационных измерений. Естественно, что наиболее полная информация в этом плане может быть получена по данным квазилинейчатых спектров.

Спектры фосфоресценции и поглощения бензофенона исследовались достаточно подробно в различных условиях [10–15], однако квазилинейчатого спектра в замороженных растворах получить не удалось. Во всех случаях, включая н.-парафиновые растворы, спектр фосфоресценции бензофенона состоит из широких полос (700 $см^{-1}$), образующих прогрессию частоты колебания карбонильной группы C=O (1700 $см^{-1}$ в основном состоянии).

Обобщение большой совокупности результатов эксперимента показало, что квазилинейчатые спектры дают в основном плоские молекулы в н.-парафинах. Для плоской молекулы антрона ранее [16] был получен хорошо разрешенный спектр фосфоресценции, однако детального анализа данного спектра проведено не было.

Молекула бензофенона в отличие от антрона неплоская, плоскости ее бензольных колец повернуты относительно плоскости карбонильной группы на угол 30° [17, 18]. По-видимому, это было одной из причин, позволяющей получить квазилинейчатый спектр.

Нам удалось получить квазилинейчатый спектр фосфоресценции бензофенона в толуоле, закристаллизованном при медленном охлаждении до 4.2° К. Спектр бензо-

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМЕНИ Ф. СКОРИНЫ