

корреляций. Развитый здесь подход открывает большие возможности в широком привлечении гидродинамических моделей, успешно применяемых при описании теплового движения сред в оптических явлениях, к задачам ядерного магнитного резонанса.

Литература

- [1] J. G. Powles. Neutron Inelastic Scattering, IAEA, Vienna, 1, 379, 1968.
 [2] Л. И. Комаров, И. З. Фишер. ЖЭТФ, 43, 1927, 1962; R. Pessoga. J. Chem. Phys., 40, 1604, 1964; R. D. Mountain. Rev. Mod. Phys., 38, 205, 1966; Р. М. Юльметьев. Опт. и спектр., 19, 956, 1965.
 [3] L. Van Hove. Phys. Rev., 95, 249, 1954; В. Ф. Турчин. Медленные нейтроны. Госатомиздат, М., 1963; Рассеяние тепловых нейтронов. Госатомиздат, М., 1970.
 [4] Р. М. Юльметьев. ЖСХ, 9, 803, 1968.
 [5] R. Kubo, K. Tomita. J. Phys. Soc. Japan, 9, 888, 1954.
 [6] И. З. Фишер. Статистическая теория жидкости. Физматгиз, М., 1961.

Поступило в Редакцию 18 ноября 1972 г.

УДК 539.184.2

ОБ ОПТИЧЕСКИХ СЕЧЕНИЯХ AgI И KI

Г. С. Ростовикова, В. П. Самойлов и Ю. М. Смирнов

Теория электронно-атомных столкновений предсказывает (см., например, [1]), что с увеличением главного квантового числа сечения возбуждения уровней водородо-подобных атомов должны убывать по степенному закону вида $q_{\max} = An^{-\alpha}$, где A и α — константы, причем $\alpha = 3$. Наличие степенной зависимости было подтверждено экспериментально [2] для случая атома гелия, сравнительно близкого к теоретической модели. Однако даже в этом случае величина α оказывается отличающейся от теоретического значения и различной для разных серий. Позд-

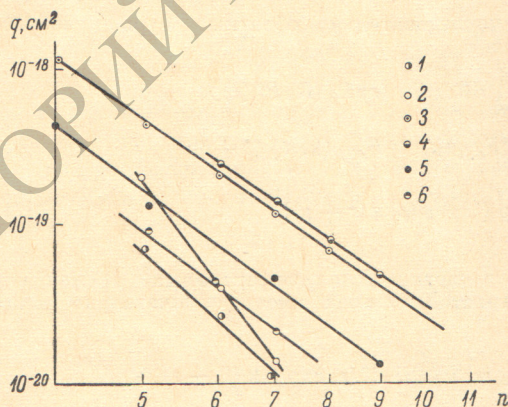


Рис. 1. Зависимость сечения возбуждения уровней AgI от квантового числа n .

1 — $4s[{}^1/2]_0 - np[{}^1/2]_0$, $\alpha = 4.7$; 2 — $4s[{}^3/2]_1 - np[{}^1/2]_0$, $\alpha = 7.9$; 3 [6], 4 — $4p[{}^3/2]_3 - nd[{}^1/2]_4$, $\alpha = 4.65$; 5 — $4p[{}^1/2]_1 - nd[{}^3/2]_2$, $\alpha = 4.65$; 6 — $4p[{}^1/2]_1 - nd'[{}^3/2]_2$, $\alpha = 4.65$.

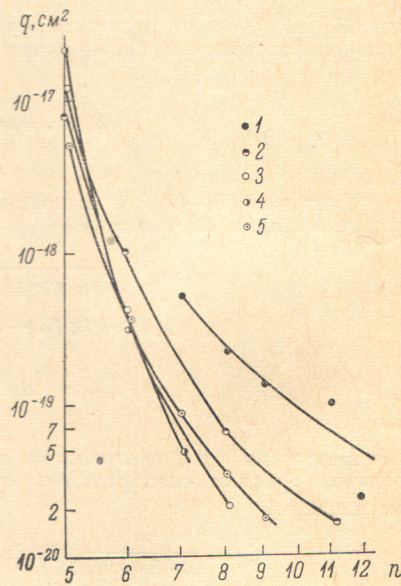


Рис. 2. Зависимость сечения возбуждения уровней KI от квантового числа n .

1 — $5p[{}^5/2]_3 - nd[{}^7/2]_4$, 2 — $5s[{}^3/2]_1 - np[{}^1/2]_0$, 3 — $5s[{}^3/2]_2 - np[{}^3/2]_2$, 4 — $5s[{}^3/2]_1 - np[{}^5/2]_2$, 5 — $5s[{}^3/2]_2 - np[{}^5/2]_{2,3}$.

нейшими исследованиями было установлено [3], что аналогичная зависимость имеет место не только для сечений возбуждения уровней, но и для оптических сечений гелия.

Для более тяжелых инертных газов какие-либо теоретические предсказания отсутствуют, однако в работе [4] было показано, что у оптических сечений атома неона

в ряде серий сохраняется степенная зависимость, в то время как в других сериях имеет место убывание медленнее степенного. В этой же работе было исследовано поведение оптических сечений ХеI.

На основе полученного нами экспериментального материала [5] исследовано поведение оптических сечений атомов аргона и криптона. Во всех пяти исследованных нами сериях AgI, для которых имеется достаточное количество информации, оптические сечения убывают с ростом главного квантового числа верхнего уровня по степенному закону. Эти зависимости изображены на рис. 1 (масштаб по обоим координатным осям логарифмический). Величины сечений головных линий во всех сериях взяты из работы [6], так как эти линии расположены в красной и ИК областях спектра, где мы не проводили измерения. В работе [6] было исследовано поведение оптических сечений в одной из серий AgI. Полученная автором [6] зависимость изображена на рис. 1. Совпадение этих данных с нашими результатами в той же серии очень хорошее.

Для KrI также исследованы пять серий, причем ни в одной из пяти серий степенная зависимость не выполняется (рис. 2). Полученные зависимости подобны обнаруженным ранее у атома ксенона. Здесь, как и в случае аргона, сечения возбуждения головных линий всех серий взяты из работы [6].

Мы благодарны В. А. Фабриканту за постоянный интерес к нашей работе и Г. С. Стариковой за помощь в проведении измерений и в обработке результатов.

Литература

- [1] Б. М. Смирнов. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме, 149. Атомиздат, М., 1968.
- [2] И. П. Запесочный. ДАН СССР, 171, 559, 1966.
- [3] Ю. М. Смирнов, Ю. Д. Шаронов. Опт. и спектр., 30, 1001, 1971.
- [4] Ю. М. Смирнов. Опт. и спектр., 32, 1251, 1972.
- [5] Г. С. Ростовикова, В. П. Самойлов, Ю. М. Смирнов. Тр. МЭИ, физика, 1972.
- [6] П. В. Фельцан. Канд. дисс., Ужгород, 1967.

Поступило в Редакцию 6 декабря 1972 г.

УДК 539.194.01

РАСЧЕТ ФАКТОРОВ ФРАНКА—КОНДОНА ПРОЦЕССОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПОЛОС ПЕРВОЙ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ АЗОТА И ОКСИ УГЛЕРОДА

В. А. Косинов и П. А. Сквородко

Вопросу вычисления факторов Франка—Кондона двухатомных молекул посвящено большое число работ. Процессам возбуждения полос первой отрицательной системы азота и окиси углерода посвящены работы [1-3]. Известные нам работы, за исключением [1], касались вычисления факторов Франка—Кондона с основного колебательного уровня ($v_1''=0$). Ниже изложен расчет факторов Франка—Кондона процессов возбуждения полос первой отрицательной системы в азоте и окиси углерода, находящихся при высокой температуре.

Решение одномерного уравнения Шредингера для колебательного движения ядер при отсутствии вращения в случае потенциальной кривой, описываемой функцией Морзе, имеет вид [4]

$$\psi_v = \left(\frac{\beta}{N_v}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{X}{2}\right) (X)^{\alpha/2} L_v^\alpha(X), \quad (1)$$

где $\psi_v(r)$ — колебательная волновая функция уровня v ,

$$\beta = 1.2177 \cdot 10^7 (4\mu\omega_e x_e)^{1/2}, \quad N_v = \sum_{s=0}^v \frac{\Gamma(\alpha+s)}{s!},$$

$$X = \frac{\omega_e}{\omega_e x_e} \exp[-\beta(r-r_e)], \quad \alpha = \frac{\omega_e}{\omega_e x_e} - 2v - 1,$$

$$L_v^\alpha(X) = \sum_{s=0}^v (-1)^{v-s} \frac{\Gamma(\alpha+v+1) (X)^{v-s}}{s! (v-s)! \Gamma(\alpha+v+1-s)},$$