

фокусировки для случая  $s=1450$  км и для длин переходной области  $l=200$  и  $400$  км. Переход от угловой координаты середины переходной области  $\varphi_0$  к углу  $\chi$  осуществлялся из предположения, что середина переходной области находится на границе тени от земной поверхности, высота которой над поверхностью земли однозначно связана с углом  $\chi$  в данной точке.

Вычисления также показали, что при  $s=1450$  км максимальная длина переходной области, когда еще возникают дополнительные «лучи», равна  $550$  км.

Вычисления для трассы длиной  $1450$  км проводились для сравнения их результатов с экспериментальными данными по регистрации сигналов радиостанции MSF ( $60$  кГц) [6]. В указанном эксперименте на восходе в спокойных геофизических условиях (23—27 августа и 14—17 сентября 1978 г.) в интервале зенитных углов  $\chi=100$ — $102^\circ$  наблюдается интерференционный максимум.

Близость указанных расчетных и экспериментальных значений интервала  $\chi$ , когда в эксперименте реализуется первый интерференционный максимум, указывает на то, что обсуждаемый «трехлучевой механизм» распространения ДВ на начальной стадии восхода должен учитываться при анализе экспериментальных данных. Отсутствие в эксперименте больших возрастных амплитуды сигнала (больше 30—50% по результатам работы [6]) за счет фокусировки лучей не является удивительным, так как, во-первых, реальное отражение ДВ от ионосферы происходит не по законам геометрической оптики, а сложнее, из-за перекрытия первых зон Френеля для обсуждаемых «лучей». И, во-вторых, при частоте радиосигнала  $60$  кГц его отражение происходит не от резкой границы (верхней стенки), а от области ионосферы, толщина которой по высоте только в два-три раза меньше перепада эффективной высоты от дня к ночи [8, 9].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Sechrist C. F. — J. Atm. Terr. Phys., 1968, 30, № 3, p. 371.
2. Куме Г. А., Кнут Р., Вагнер Х. У. — Геомагнетизм и аэрономия, 1969, 9, № 6, с. 1027.
3. Sayal Amla, Singh Darcham, Gurm H. S. — Indian Radio Space Phys., 1983, 12, № 3, p. 74.
4. Belrose J. S. In: Propagation of radio waves at frequencies below 300 Kc/s. — N. Y., 1963, p. 149.
5. Robert H. Doherty. — Radio Science, 1967, 2, № 6, p. 645.
6. Ременец Г. Ф., Лещенко В. С. — Геомагнетизм и аэрономия, 1983, 23, с. 935.
7. Cory H., Thriel J. — Radio Science, 1971, 6, № 7, p. 717.
8. Рыбачев С. Т. — Изв. вузов — Радиофизика, 1972, 15, № 9, с. 1300.
9. Кириллов В. В. В кн.: Проблемы дифракции и распространения волн. — Л.: Гос. ун-т, 1978, вып. 16, с. 99.

Ленинградский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
1 июля 1985 г.

УДК 539.2

## О СДВИГЕ ЛИНИЙ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ ДАВЛЕНИЕМ ГАЗОВ

А. Ф. Крупнов, В. А. Скворцов

Сдвиги спектральных линий молекул давлением газов исследовались нами в [4, 2]. Изучение их необходимо при определении эталонных свойств молекулярных спектров [3]. Возможны применения явления сдвига линий к изучению межмолекулярных взаимодействий и свойств молекул [4]. В связи с этим представляет интерес рассмотрение вопроса о возможных сдвигах давлением газов линий таких новых для молекулярной спектроскопии объектов, как молекулярные ионы, тем более, что преобладающий механизм возникновения сдвигов линий для них может, по-видимому, отличаться от рассматривавшихся ранее механизмов для нейтральных молекул. До появления экспериментальных данных об уширении спектральных линий молекулярных ионов давлением [5] оценки уширения линий ионов отличались в 20—30 раз [5]. Оценка же сдвигов линий, как правило, более затруднительна [6].

В силовых взаимодействиях молекулярных ионов с окружающими нейтральными частицами по данным, полученным из изучения уширения линий ионов [7], преобладает взаимодействие «монополь иона — индуцированный диполь нейтральной молекулы или атома». Для параметра соударения, меньшего, чем определенный критический, такое взаимодействие приводит к притяжению иона и нейтральной частицы и к жесткому соударению, т. е. обрыву цуга и уширению линий. Уширение линий молекулярных ионов при этом, по данным [5, 7], в несколько раз превышает уширение линий нейтральных молекул в тех же условиях, что используются для различения линий ионов от линий нейтральных молекул [7].

Однако указанное выше взаимодействие не должно, по-видимому, приводить непосредственно к сдвигу спектральных линий молекулярного иона. Рассмотрим для определенности вращательный спектр молекулярного иона. Энергии его уровней зависят, в сущности, от конфигурации молекулы и не связаны непосредственно с зарядом иона. К сдвигу вращательных уровней молекулярного иона при соударении его с нейтральной и неполярной частицей может, по-видимому, привести взаимодействие дипольного момента возмущающей частицы, наведенного полем монополя иона, с постоянным дипольным моментом молекулярного иона. Именно это взаимодействие будет рассматриваться нами далее. В микроволновых экспериментах [6, 7] наблюдаются вращательные спектры молекулярных ионов, обладающих постоянным дипольным моментом, в условиях малой концентрации ионов (не превышающей  $10^{-4}$  от суммарного числа частиц) в атмосфере нейтральных и зачастую неполярных газов ( $H_2$ , Ar и др.), так что можно ожидать, что рассматриваемый механизм будет являться при этом преобладающим.

К оценке сдвигов линий молекулярных ионов в указанной выше модели можно применить простое рассмотрение сдвигов вращательных линий при диполь-дипольном взаимодействии, выполненное в [2]. При этом нужно учитывать индуцированный характер одного из дипольных моментов

$$\mu_a = \alpha e / r^2 \quad (1)$$

(где  $\alpha$  — поляризуемость,  $e$  — заряд электрона и  $r$  — расстояние между взаимодействующими частицами) и упрощающее расчет единообразное поведение (по величине и направлению) индуцированного дипольного момента для всех возмущающих молекул. Более точные оценки должны учитывать также искривление траектории возмущающих молекул вблизи иона.

Проведем вначале оценки сдвигов без учета искривления траекторий молекул. Будем рассматривать сдвиг спектральной линии  $J = 1-0$  молекулярного иона давлением неполярного газа. Применяя к этому случаю общее выражение для среднего смещения энергии уровня в поле возмущающей молекулы

$$\overline{\Delta W_n} = -\frac{\kappa}{h} \sum_m |\mu_{mn}^z|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|G(\nu)|^2}{\nu_{mn} - \nu} d\nu, \quad (2)$$

где  $\mu_{mn}^z$  — матричный элемент дипольного момента перехода,  $\kappa = 2\pi\nu_0\rho d\rho$  — число соударений в единицу времени с прицельным расстоянием  $\rho$  ( $n$  — плотность возмущающих молекул,  $\nu$  — средняя скорость относительного движения соударяющихся молекул),  $G(\nu)$  — спектр возмущающего электрического поля  $E(t)$ ,  $\nu_{mn} = (W_m - W_n)/h$  ( $W_m$ ,  $W_n$  — невозмущенные энергии уровней исследуемой частицы), получим выражение для параметра сдвига перехода  $J = 1-0$ , обусловленного соударениями с прицельным расстоянием  $\rho$  и с учетом смещения лишь одного уровня  $J=0$ ,

$$\Delta\nu_c(\rho) = -\overline{\Delta W_0}/h\rho, \quad (3)$$

где  $p = nkT$  — давление возмущающего газа. После интегрирования по  $\rho$  от минимального прицельного расстояния  $\rho_0$  до бесконечности получим для параметра сдвига выражение

$$\Delta\nu_c = \frac{4\pi e^2 \alpha^2 \nu_0 \mu^2}{15 h^2 k T \nu_0^2 \rho_0^5} \quad \text{для } \nu_0 \tau < 1, \quad (4)$$

$$\Delta\nu_c = \frac{4\pi e^2 \alpha^2 \mu^2}{21 h^2 k T \nu_0^7} \quad \text{для } \nu_0 \tau > 1,$$

где  $\nu_0$  — частота перехода,  $\tau = \rho_0/\nu$ ,  $\mu$  — дипольный момент иона.

Оценка  $\rho_0$  в работах, посвященных расчету уширения и сдвига спектральных линий, проводится различным образом и всегда несколько условна. В работе [2] величина  $\rho_0$  оценивалась по экспериментальному значению параметра уширения  $\Delta\nu_y$  и использовалась далее для расчета сдвига. В рассматриваемом случае данные об уширении линий молекулярных ионов практически отсутствуют; кроме того, ввиду более сложного характера взаимодействия может оказаться иной связь между  $\rho_0$  и  $\Delta\nu_y$ . Воспользуемся для оценок  $\rho_0$  условием, что при  $\rho = \rho_0$  величина максимального изменения энергии уровня  $J = 0$   $\Delta W_0$  достигает значения величины кванта  $h\nu_0$ , использовавшимся в некоторых работах ранее [2]. Такая оценка дает

$$\rho_0 = \left( \frac{\sqrt{2} e \alpha \mu}{\sqrt{3} h \nu} \right)^{1/4} \quad \text{для } \nu_0 \tau > 1, \quad (5)$$

$$\rho_0 = \left( \frac{\sqrt{2} e \alpha \mu}{\sqrt{3} h \nu_0} \right)^{1/5} \quad \text{для } \nu_0 \tau < 1,$$

Проведем оценку сдвига линий с учетом искривления траекторий взаимодействующих частиц. Характер относительного движения возмущающей частицы определяется законами сохранения энергии и момента импульса и качественно ясен из рис. 1, на котором представлена зависимость эффективной потенциальной энергии  $U_{эфф}$  [2] от расстояния между возмущающей частицей и ионом  $R$ . Если энергия частицы  $W < U_0$ , сближение частиц происходит лишь до пролетного расстояния  $R=r$  (рис. 2.) Если же  $W > U_0$ , то  $R \rightarrow 0$  и частица соударяется с ионом. Отметим, что такого соударения не происходит при кулоновском характере взаимодействия (например, в системе «электрон + ион») для отличных от нуля прицельных расстояний.

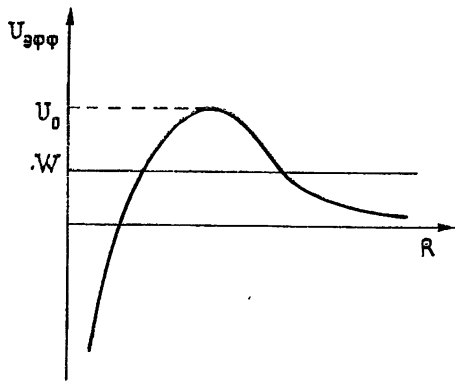


Рис. 1.

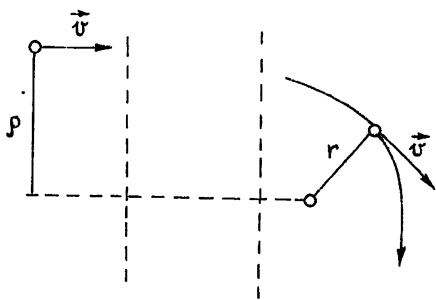


Рис. 2.

В достаточно разреженных газах  $W$  равна средней энергии теплового движения  $3kT/2$ , которой соответствует минимальное пролетное расстояние

$$r_1 = (2e^2\alpha/3kT)^{1/4}. \quad (6)$$

Учет кривизны траектории в выражении для параметра сдвига при довольно грубой оценке интегралов по пролетным расстояниям (что оправдано приближенным характером исходной методики [2]) сводится к поправкам к величине параметра сдвига для прямолинейных траекторий. Если  $\rho_0 > r_1$ , то кривизной траектории можно пренебречь и параметр сдвига вычисляется по формулам (4). Если  $\rho_0 < r_1$ , то в (4) следует вместо  $\rho_0$  подставить  $r_1$ . Существенное искривление траекторий ( $\rho_0 < r_1$ ) ведет к сильному уменьшению параметра сдвига за счет увеличения числа взаимодействий, заканчивающихся соударением частицы с ионом.

Численные значения оцененных при комнатной температуре величин параметров сдвигов линий  $J=1-0$  некоторых молекулярных ионов при сдвиге их давлением наиболее часто встречающихся возмущающих газов приведены в табл. 1. Параметр  $v_0t < 1$  для всех случаев, кроме возмущения иона  $H_3O^+$  атомами Ag и Xe, для которых  $v_0t = 0,7$  и  $v_0t = 1$  соответственно, а приведенная величина сдвига есть среднее значение величин, рассчитанных для  $v_0t > 1$  и  $v_0t < 1$ , различие между которыми в этом случае невелико.

Таблица 1

Расчетные величины параметров сдвига линий молекулярных ионов давлением газов

Молекулярный ион	Дипольный момент, Деб	Переход	Частота перехода, ГГц	Параметр сдвига, МГц/Тор, при соударении с		
				H <sub>2</sub>	Ag	Xe
HCO <sup>+</sup>	3,3	$J = 1-0$	89	0,023	0,33	0,9
N <sub>2</sub> H <sup>+</sup>	3,4	$J = 1-0$	93	0,025	0,37	1,0
H <sub>3</sub> O <sup>+</sup>	1,5	$J = 0-1$	965	0,1	1,4	2,4
H <sub>2</sub> D <sup>+</sup>	0,6	$1_{10}-1_{11}$	372	0,004	0,02	0,041

Сделаем несколько замечаний о сдвиге линий молекулярных ионов давлением газов. При  $\rho_0 < r_1$  совершенно иным (по сравнению со сдвигом линий нейтральных молекул) является характер температурной зависимости параметра сдвига: сдвиг растет с ростом температуры. Следует отметить значительное единообразие возмущения, производимого различными газами. Действительно, величина поляризуемости (по порядку величины равная просто объему частицы) никогда не обращается в нуль, как, например, постоянный дипольный момент; заряд иона одинаков во всех случаях; единообразие направления индуцированного дипольного момента уже отмеча-

лось ранее. Такое единообразие может быть, по-видимому, использовано для разделения вкладов различных механизмов в эффект сдвига линий. Несомненный интерес имело бы сравнительное исследование эффектов сдвига и уширения пар изоэлектронных молекул и ионов с весьма близкими значениями масс, дипольных моментов и, в ряде случаев, частот переходов (например,  $\text{HCN}$  и  $\text{HCO}^+$ ,  $\text{NH}_3$  и  $\text{H}_2\text{O}^+$ ).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Belov S. P., Kazakov V. P., Krupnov A. F., Markov V. N., Melnikov A. A., Skvortsov V. A., Tretyakov M. Yu. — J. Molec. Spectrosc., 1982, 94, p. 264.
2. Belov S. P., Krupnov A. F., Markov V. N., Melnikov A. A., Skvortsov V. A., Tretyakov M. Yu. — J. Molec. Spectrosc., 1983, 101, p. 258.
3. Pollock C. R., Petersen F. R., Jennings D. A., Wells J. S., Maki A. G. — J. Molec. Spectrosc., 1984, 107, p. 62.
4. Белов С. П., Крупнов А. Ф., Мельников А. А., Скворцов В. А. Авторское свидетельство № 1061013. Бюл. изобрет., 1983, № 46, с. 156.
5. Anderson T. G., Gudeman C. S., Dixon T. A., Woods R. C. — J. Chem. Phys., 1980, 72(2), p. 1332.
6. Boggs J. E. In Molecular Spectroscopy: Modern Research/Ed. K. N. Rao, C. W. Mathews. — N. Y.: Academic Press, 1972, p. 49.
7. Woods R. C. — J. Molec. Struct., 1983, 97, p. 195.
8. Казаков В. П., Крупнов А. Ф., Мельников А. А., Скворцов В. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 7, с. 796.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. — М.: Наука, 1965.

Институт прикладной физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
5 июня 1985 г.

УДК 621.396.67

## АЛГОРИТМ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ В АДАПТИВНОЙ РЕШЕТКЕ С МНОЖЕСТВОМ ОГРАНИЧЕНИЙ

Б. А. Довбня

Задача построения адаптивного алгоритма работы антенной решетки (АР) с жесткими ограничениями решена в [1]. Получены достаточно простые итерационные уравнения для компонент весового вектора, однако эта простота достигнута ценой сужения области применения алгоритма, так как уравнения выведены для случая наложения ограничений только в одном направлении — ортогональном к плоскости раскрытия АР.

Возможность введения множества ограничений представляет собой удобный способ исследования адаптивных свойств АР, который позволил бы в процессе адаптации удерживать заданные значения диаграммы направленности (ДН) в нужных направлениях.

Такая возможность могла бы оказаться полезной и при использовании информации о помеховой обстановке, например для формирования постоянных нулей диаграммы направленности в направлениях на так называемые «мерцающие» помехи.

Расширение области применения алгоритма достигается путем введения требуемых условий при постановке задачи оптимального управления: минимизировать  $\xi(W)$  при условиях  $f_i(W) = 0$ ,  $i = 1, 2, \dots, M$ , где  $\xi(W) = E[y(k)y(k)]$  — средняя мощность сигнала  $y(k)$  на выходе АР,  $W$  —  $N$ -мерный комплексный весовой вектор,  $f_i(W)$  — ограничения, выполняющиеся в процессе адаптивной регулировки весового вектора,  $M$  — количество вводимых ограничений.

Минимизация средней мощности выходного сигнала решетки при ограничении на чувствительность АР в направлении приема полезного сигнала эквивалентна минимизации шума в остальных направлениях [1].

Условия (ограничения) имеют вид

$$C^T W = F. \quad (1)$$

Здесь  $C$  — матрица ограничений  $N \times M$ , каждая  $i$ -я строка транспонированной матрицы  $C^T$  представляет вектор сигнала единичной мощности, принимаемый с направления  $\theta_i$ , в котором требуется ввести  $i$ -е ограничение,

$$\left| \exp\left(\frac{j2\pi d}{\lambda} \sin \theta_i\right), \exp\left(\frac{j2\pi d}{\lambda} 2 \sin \theta_i\right), \dots, \exp\left(\frac{j2\pi d}{\lambda} N \sin \theta_i\right) \right|,$$