

К ВОПРОСУ ОБ ИНФОРМАЦИОННОЙ ОБЕСПЕЧЕННОСТИ МЕТОДА МАГНИТНОГО СКАНИРОВАНИЯ

А. Е. Булышев и Н. Г. Шребраженский

Настоящее сообщение индентифицировано рядом работ [1-4], в которых получил существенное развитие метод магнитного сканирования, позволяющий производить прецизионные измерения целого ряда атомных параметров.

Рассмотрим схему эксперимента, в котором регистрируется зависимость от напряженности внешнего однородного магнитного поля H нормированной интенсивности линейно поляризованного излучения, прошедшего через поглощающую кювету: $f(H)$. Поле H расщепляет линию поглощения, а спектральный профиль $\varphi(\nu)$ облучающего света с точностью до одного параметра (см. ниже) может считаться известным. Последнее достигается благодаря тому, что из кюветы вырывается свет флуоресценции паров исследуемого изотопа [5], так что $\varphi(\nu)$ определяется спектральной доплеровской и дисперсионной (с естественной поляризованной) распределений. Таким образом, можно записать

$$f(H) = \frac{1}{\tau_0} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(\nu) S(\nu) d\nu \quad (1)$$

$$\varphi(\nu, H) = \exp \left\{ -\nu \sum_{j=1}^4 \alpha_j P_j(\nu) - \nu(H) - S_1 \right\}, \quad (2)$$

где τ_0 — оптическая толщина в центре линии поглощения (при $H=0$), ν_j и $\nu_j(H)$ — соответственно безразмерные весовые коэффициенты в дисперсионных частях — столкновительные сдвиги земновоздушных компонент в дальнейшем же S_1 и S_2 считаются равными S , P — профиль Фойгта с неизвестной параметрами τ_0 , ν_j и $\nu_j(H)$ — функции выделяемого в конкретном эксперименте спектрального интервала.

Первостепенный интерес представляет зависимость параметров τ_0 и ν_j от температуры, обусловленных межатомными взаимодействиями. Однако τ_0 и ν_j можно определить достаточно точно, если по крайней мере для паров исследуемого вещества известны τ_0 и некоторый безразмерный коэффициент (обычно ν_1), который характеризуется абсолютное отклонение распределения интенсивности спектральной компоненты $\varphi(\nu)$ от равновесного. Разумеется, могут встретиться и другие случаи, когда для полного описания $\varphi(\nu)$ вместо одного параметра τ_0 нужно ввести несколько, если спектры S_j неодинаковы, а профили $P(\nu)$ и $\varphi(\nu)$ различны от фойгтовских. Мы, однако, ограничимся здесь рассмотрением лишь простейших случаев.

Типичная зависимость $f(H)$ выглядит на графике в виде кривой, монотонно возрастающей с увеличением H . При этом ряд данных представляет собой метод в отношении структуры этой кривой и ее ряда качественных особенностей можно предположить, что при некоторых условиях экспериментально наблюдаемые данные соответствуют набору из четырех параметров (τ_0, S, ν_1, ξ) может оказаться недостаточным. Очевидно также, что погрешности измерения зависимости $f(H)$, величина магнитного поля H , температуры газа в кювете и явнее флуоресценции, наличие неконтролируемых примесей и т. п. еще более усложняет задачу. Поэтому возникает потребность в анализе информационной обеспеченности метода магнитного сканирования как такового.

За количественную меру информационной обеспеченности метода в данном случае удобно выбрать отношение

$$\gamma_k = \frac{\sigma_k}{\sigma_f \alpha_k}, \quad (3)$$

имеющее смысл коэффициента вариации k -го исходного параметра α_k (в дальнейшем положим: $\alpha_1 = \delta$, $\alpha_2 = S$, $\alpha_3 = \tau_0$, $\alpha_4 = \xi$). Входящие в выражение (3) величины σ_f и σ_k обозначают соответственно дисперсии случайных составляющих регистрируемого сигнала и решения, относящегося к α_k . Отметим, что в σ_f по обычным правилам статистики могут быть включены и вклады от случайных погрешностей измерений напряженности магнитного поля, температуры, парциального давления газа и т. п.

Матрица D вторых моментов оценок неизвестных параметров α_k для рассматриваемой здесь нелинейной задачи может быть приближенно представлена в виде

$$D \approx G^{-1}, \quad (4)$$

где G — информационная матрица Фишера [6]. Фактически (4) означает принятие системы асимптотически эффективных оценок максимального правдоподобия. Таким образом, если представить исходные уравнения (1), (2) в символической дискретной форме

$$K(\alpha, H_m) = f_m, \quad (5)$$

k_0							
γ_k	2	3	4	γ_k	2	3	4
γ_1	1.5	4	8	γ_3	—	0.1	3.3
γ_2	0.25	1.5	6	γ_4	—	—	1

где K — нелинейный оператор задачи, α — вектор искомых параметров размерности k_0 , $m \geq k_0$ (переопределенная система), то нетрудно записать алгоритм поиска α_k , а значит и γ_k , в виде

$$G_{kl} = \left. \begin{aligned} & \sum_{m, n} \frac{\partial K(\alpha, H_m)}{\partial \alpha_k} W_{mn} \frac{\partial K(\alpha, H_0)}{\partial \alpha_l} \right\} \quad (6) \\ & \alpha_k = \sqrt{G_{kk}^{-1}}, \end{aligned}$$

где W_{mn} — ковариационная матрица для f_m (в конкретных оценочных расчетах она полагалась диагональной).

Выполненные расчеты относились к случаю, подробно изучавшемуся экспериментально в работах [3, 4]: смесь Rb—Kг в кювете, $0 \leq H \leq 8$ кЭ, линия рубидия $5^2P_{1/2} - 5^2S_{1/2}$ с длиной волны 794.7 мм (другие детали см. в цитированных выше источниках). Вычисление собственных чисел матрицы Фипера λ_k для случаев, когда парциальное давление Kг в кювете не превышало 10–15 тор и структура сигнала $f(H)$ была еще отчетливо выражена, показало, что при $k_0 = 4$ $1 < \lambda_{\text{max}} / \lambda_{\text{min}} < 10^2$, т.е. задача может рассматриваться как корректная. Модельные расчеты γ с конкретизацией W_{mn} ($m=20$), τ_f и f на основе характерных экспериментальных данных [3, 4] производились для случаев $k_0 = 2, 3$ и 4 (см. таблицу). Первые два случая соответствуют предположению, что либо τ_0 и ξ вместе, либо известны из независимых измерений или оценок. Видно, что коэффициенты вариации γ_1 и γ_2 с увеличением k_0 быстро нарастают. С другой стороны, легко убедиться и в том, что даже при $k_0 = 2, 3$ рост давления постороннего газа в поглощающей кювете быстро приводит к увеличению γ_1 и γ_2 до значений, больших 10, когда метод магнитного сканирования становится уже малоэффективным.

Описанная выше схема расчетов после применения ее к анализу разнообразных экспериментальных ситуаций может позволить более четко и определенно судить об информационных возможностях метода магнитного сканирования с точки зрения его приложений к обратным задачам атомной спектроскопии. Эти более полные данные будут опубликованы отдельно.

Авторы благодарны Н. И. Калитеевскому и В. П. Козлову за плодотворные обсуждения.

Литература

- [1] Ю. В. Евдокимов, Н. И. Калитеевский, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 27, 186, 1969.
- [2] В. В. Гершун, В. Хуторщикова, Н. Н. Яковсон. Опт. и спектр., 31, 866, 1971.
- [3] О. М. Раш, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 38, 1035, 1975.
- [4] Н. И. Калитеевский, О. М. Раш, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 41, 504, 1976.
- [5] N. I. Kalitejewski, M. Tshaika. New Developments in Level Crossing Spectroscopy, 4-th Intern. Conf. on Atomic Physics, Heidelberg, 1974, p. 19.
- [6] К. Я. Кондратьев, А. А. Бузников, В. П. Козлов, А. Г. Покровский. Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 10, 1041, 1971.

Поступило в Редакцию 4 ноября 1977 г.