и в таком случае она проявляется и в образцах, синтезированных с плавнем.

Спектр возбуждения ультрафиолетового свечения состоит из полосы около 4,6 эВ, что соответствует области межзонных переходов. Природа этого свечения, изучавшегося и в [6], точно не установлена. По аналогии с «голубым свечением» BaS [7], ее можно связать со свечением катионной вакансии V''_{Sr}, захватившей экситон.

В спектрах люминесценции SrS—Sm проявляются также полосы 3,1 и 2,55—2,7 эВ. Свечение 2,55 эВ усиливается в фосфорах, синтезированных при ограниченном доступе воздуха, и тушится при введении NaCl. Эти полосы мы связываем с кислородными центрами, возможно, это SO_4^{2-}.

Синтез при ограниченном доступе воздуха сильно уменьшает интенсивность линий свечения ионов Sm^{3+}, что связано с тушащим действием кислорода.

Таким образом, нами было подробно исследовано свечение SrS—Sm, связанное как с f—f-переходами в ионах Sm^{3+}, так и с центрами свечения SrS.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Kaiser W., Garrett C. G. B., Wood D. L. Phys. Rev., 1961, **123**, p. 766. [2] Keller S. P. J. Chem. Phys., 1958, **29**, p. 180. [3] Lehmann W. J. Lum., 1972, **5**, p. 87. [4] Carnall W. F., Fields P. R., Kajnak K. J. Chem. Phys., 1968, **49**, p. 4412. [5] Гурвич А. М. Введение в физическую химию кристаллофосфоров. М.: Высшая школа, 1982. [6] Терещенко И. В. Канд. дис. М. (МГУ), 1983. [7] Ефанова Е. П. Канд. дис. М. (МГУ), 1980.

Поступила в редакцию
21.03.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 517.43

О ТОЧНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА В ОБРАТНОЙ ЗАДАЧЕ РАССЕЯНИЯ ($l=0$)

Г. А. Иванов, А. М. Попова

(НИИЯФ)

Задача о восстановлении потенциала с использованием точно решаемых квантовых моделей [1] потенциалов баргмановского типа находит сейчас новые интересные физические приложения, например при определении параметров потенциалов, зависящих линейно от энергии [2], при интерпретации дибарионных резонансов ($^1D_2$ и $^3F_3$) [3] в рамках потенциальной модели. Однако из-за неустойчивости этой задачи по отношению к исходным данным возникает вопрос о достоверности найденных потенциалов. Ошибка, с которой восстанавливается потенциал, вызывается двумя причинами: неточностью в определении фаз до энергии N^2, а также отсутствием информации о данных рассеяния выше N^2. Рассмотрим вторую из указанных причин, поскольку она является основной. Заметим, что если бы фазы рассеяния для потенциала с S-матрицей, аналитичной в полосе $\mathrm{Re}\,k\in(-\infty, \infty)$; $\mathrm{Im}\,k\in\in[-ia, ia]$; $(a>0)$, были бы измерены с абсолютной точностью, то при определении ошибки для восстановленного потенциала вторая причина не играла бы роли. Это справедливо в силу теоремы о единственности продолжения аналитической функции.

Покажем, как могут различаться две краевые задачи (т. е. $V^{(1)}(x)$ и $V^{(2)}(x)$), соответствующие радиальной части s-волнового уравнения Шрёдингера,

$$\frac{d^2}{dx^2}\Psi^{(i)}(x) - V^{(i)}(x) = k^2\Psi^{(1)}(x), \quad \Psi^{(i)}(0) = 0; \quad (i = 1, 2), \tag{1}$$

если данные рассеяния совпадают в пределах погрешности на интервале энергий $[0, N^2]$. Будем считать для простоты, что связанные состояния отсутствуют. Очевидно, что пара краевых задач (1) может различаться как угодно сильно, если заранее ничего не известно о поведении потенциала. Предположим поэтому, что заданы априорные оценки

$$\max_{s\in[x,\infty)} \int_s^\infty |V^{(i)}(t)|\,dt \leqslant \alpha(x) \quad (i = 1, 2), \tag{2}$$

$$\max_{s\in[x,\infty)} \left|\int_s^\infty V^{(i)}(t)\,dt\right| \leqslant a(x) \quad (i = 1, 2), \tag{3}$$

где $\alpha(x)$, $a(x)$ — некоторые ограниченные невозрастающие функции, а $V^{(i)}(x)$ удовлетворяют обычному условию [4]

$$\int_0^\infty xV^{(i)}(x)\,dx < \infty.$$

Из [4] также следует, что если данные рассеяния совпадают на интервале $[0, N^2]$, то справедливо равенство

$$\int_x^\infty \Delta V(t)\,dt = \frac{1}{\pi}\int_N^\infty dk\,\Delta S(k)\,f^{(1)}(k, x)\,f^{(2)}(k, x), \tag{4}$$

где $f^{(i)}(k, x)$ $(i=1, 2)$ — решения Иоста соответствующих уравнений, $\Delta V(t) = V^{(1)}(t) - V^{(2)}(t)$, $\Delta S(k) = S^{(1)}(k) - S^{(2)}(k)$. Формула (4) может быть представлена в виде

$$\int_x^\infty \Delta V(t)\,g(t)\,dt = \frac{1}{\pi h}\int_N^\infty dk\,\Delta S(k)\int_x^{x+h} \frac{d}{dt}\left[f^{(1)}(k, t)\,f^{(2)}(k, t)\right]dt. \tag{5}$$

Здесь $g(t)$ — положительная ступенчатая функция, равная нулю вне интервала $[x, x+h]$, $\int_0^\infty g(t)\,dt = 1$, h — малая, но конечная величина. Интеграл в правой части (5) разобьем на два $\int_N^\infty = \int_N^{N_1} + \int_{N_1}^\infty$. Выбирая N_1 из условия $h/N_1 \ll 1$ и используя лемму Римана — Лебега, нетрудно показать, что вклад от второго слагаемого может быть сделан меньше любого ε.

Запишем произведение решений Иоста из (5) в виде [5]

$$f^{(1)}(k, x)\,f^{(2)}(k, x) = e^{2ikx} + \int_x^\infty \left[V^{(1)}(t) + V^{(2)}(t)\right]e^{2ikt}\,dt + r(k, x), \tag{6}$$

где $r(k, x)$ является некоторой комбинацией экспонент и $f^{(i)}(k, x)$ [5]. Далее используем то обстоятельство, что для многих ядерных потенциалов типа [6] S-матрица является медленно меняющейся функцией

по сравнению с $f^{(i)}(k, x)$. Положим поэтому $\Delta S(k)=\Delta S(k_0)$ при $k>N$. Тогда вклад в (5) первых двух слагаемых из (6) есть $O(h)$, если $N_1=N+\frac{\pi m_1}{x}$; $1+\frac{h}{x}=\frac{m_1}{m_2}$, где m_1, $m_2=0, 1, 2, \ldots$ Пусть $\alpha(x)/N\ll 1$, тогда с точностью до членов порядка $\alpha(x)/N$

$$\left|\int_x^\infty \Delta V(t)\, g(t)\, dt\right| \leqslant \frac{\Delta S(k_0)}{\pi}\left[\frac{3}{4}a^2(x)+\alpha^2(x)\right] c(2Nx)+O(h), \qquad (7)$$

где

$$c^2(2Nx)=\left(\mathrm{Si}\,[2Nx]-\frac{\pi}{2}\right)^2+(\mathrm{Ci}\,[2Nx])^2.$$

Итак, если данные рассеяния двух краевых задач (1), удовлетворяющие (2) и (3), совпадают в пределах ошибок при $k\leqslant N$, а при $k>N$ можно положить $\Delta S(k)\simeq\mathrm{const}$, то в области $\alpha(x)/N\ll 1$ справедлива оценка

$$|\Delta V(x)|\leqslant \frac{c(2Nx)}{\pi}|\Delta S(k_0)|\left[\frac{3}{4}a^2(x)+\alpha^2(x)\right]\left(1+O\left[\frac{\alpha(x)}{N}\right]+O(h)\right). \qquad (8)$$

Действительно, по теореме о среднем имеем

$$\left|\int_x^\infty \Delta V(t)\, g(t)\, dt-\Delta V(x)\right|=|\Delta V(x_1)-\Delta V(x)|\leqslant 2h\beta(h, x),$$

где $\beta(h, x)=\max\limits_{t\in[x,\infty)}|V^{(i)\prime}(t)|$ — ограниченная функция, $x_1\in[x, x+h]$. Отсюда с учетом (7) получаем (8).

Рассмотрим в качестве примера нуклон-нуклонный потенциал с мягким кором [6], восстановленный методом Марченко по $^1S_0$-фазам, измеренным до энергии 450 МэВ ($N=2{,}5$ Фм$^{-1}$). Будем использовать в качестве априорных функций $\alpha(x)$, $a(x)$ интегралы от восстановленного потенциала. Тогда для точки $x=0{,}4$ Фм, где высота кора максимальна и равна 200 МэВ, $\alpha(x)=2$ Фм$^{-1}$, $a(x)\simeq 0$, $\alpha(x)/N\simeq 0{,}8$. Поэтому оценку (8) следует дополнить еще одним членом разложения по степеням $\alpha(x)/N$. С учетом неравенства $|\Delta S(k_0)|\leqslant 2$ это дает $|\Delta V(x)|\leqslant(40+12)$ МэВ. Таким образом, отсутствие информации об $^1S_0$-фазах в потенциале [6] выше энергии 450 МэВ приводит к неопределенности высоты кора по крайней мере в ± 26 МэВ. Следовательно, любой NN-потенциал, определенный в области кора с такой ошибкой, должен приводить к одинаковым фазовым сдвигам $^1S_0$.

Отметим, что с ростом предельной энергии эксперимента N^2 точность восстановления возрастает, но при этом само уравнение (1) теряет смысл. Поэтому реально хорошо могут быть восстановлены только относительно слабые потенциалы, для которых $\alpha(x)/N<1$.

Существенное ограничение относительно функции $\Delta S(k)$ при $k>N$ может быть устранено, если заранее известно, что потенциал удовлетворяет условию $\int_0^{1/N}\alpha(t)\,dt<0{,}5$. В этом случае оценка погрешности получается лишь по норме $L^1(x, \infty)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Захарьев Б. Н. и др. ЭЧАЯ, 1982, **13**, с. 1284. [2] Иванов Г. А., Пивоварчик В. Н., Попова А. М. В кн.: Материалы 34-го Всесоюз. совещ. по ядерн. спектр. и структ. атомн. ядра. Алма-Ата, 1984, с. 450. [3] Aver I. P. et al.

Phys Rev., 1981, **C 24**, p. 2008. [4] Марченко В. А. Спектральная теория операторов Штурма—Лиувилля. Киев, 1972. [5] Лундина Д. Ш., Маркин С. А. В кн.: Теория функций, функциональный анализ и их приложения. Вып. 14. Л., 1971, с. 105. [6] Sprung D. W. L., Strivasava M. K. Nucl. Phys., 1969, **A139**, p. 605.

Поступила в редакцию
29.11.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

УДК 620.179.162, 535.339

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ОБРАЩЕННОГО ФОТОННОГО ЭХА В ПАРАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

С. Д. Буйко, В. М. Петникова, С. А. Плешанов, В. В. Шувалов

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Нелинейные когерентные взаимодействия света с резонансными средами находят широкое применение в лазерной спектроскопии [1—3] и динамической голографии [4, 5]. По-видимому, перспективным является использование этих процессов для решения задач, требующих обращения волнового фронта (ОВФ) как в пространстве [5], так и во времени [6]. Исследования когерентных эффектов с учетом «памяти» среды приобретают актуальность при ОВФ в поле встречных пикосекундных импульсов накачки, пространственная длительность которых меньше длины нелинейного взаимодействия. При этом четырехфотонный параметрический процесс происходит в разнесенных во времени полях, т. е. наблюдается эффект индуцированного фотонного эха [1].

Целью настоящей работы являлось исследование степени искажений волнового фронта, вносимых в обращенный сигнал. Рассмотрены однофотонные резонансные переходы в парах щелочных металлов. При этом наличие искажений в сигнале индуцированного эха обусловлено движением атомов, т. е. эффектом Доплера и пролетными явлениями.

Степень вносимых искажений характеризуется функцией разброса нестационарного параметрического преобразователя [6], которая и найдена в работе. Ширина этой функции позволяет судить о разрешающей способности при обращении сигнала сложной пространственной структуры и определяет предельные возможности рассматриваемого метода ОВФ.

Пусть в момент времени t_i ($i=1, 2, 3$) на двухуровневый атом в точке с координатой $\mathbf{r}-\mathbf{v}(t-t_1)$, летящий со скоростью $\mathbf{v}$, действуют короткие световые импульсы площадью ψ_i. Наведенная поляризация может быть определена по общепринятой методике решений уравнений Блоха для компонент матрицы плотности [1]. В дальнейшем предполагалось, что длительность импульсов много меньше времен продольной и поперечной релаксации $T_{1,2}$, а их частота ω близка к частоте перехода Ω. Это позволило пренебречь релаксационными членами и отстройкой от резонанса во время действия импульсов, ограничившись их учетом только на временных интервалах между импульсами.

Если импульсы накачки 1 и 3 — плоские волны, распространяющиеся навстречу друг другу вдоль оси z, а импульс 2 — сигнальный, то фурье-компонента поляризации, ответственная за высвечивание обращенного индуцированного эха, имеет вид

$$P_4 = i\frac{2\mu\Delta n}{\hbar(u\sqrt{\pi})^3}\int dv e^{-v^2/u^2}\sin\psi_1\sin\psi_2\sin\psi_3\exp\{-\gamma_2(t-t_3+t_2-t_1)-$$