

различие структур оснований. Некоторые из этих полос наблюдаются у Rb_2AgCl_3 (рис. 1, а, б).

Полученные результаты позволяют предположить, что все полосы люминесценции фосфора $RbCl-Ag$, кроме полосы первых центров, не принадлежат ионам Ag^+ , встроенным в основание по типу твердого раствора замещения. Центры могут принадлежать фазе комплексных солей, а также являться отдельными комплексами и агрегатами таких комплексов, включенными в основание. Спектры первых центров фосфора $RbCl-Ag$ имеют некоторые особенности, несвойственные первым центрам других щелочно-галогидных фосфоров. Возможно, что эти особенности обусловлены большим различием размеров иона активатора и катиона основания, приводящим к нецентральному расположению Ag^+ в узлах, которое предполагается в работе [4].

Литература

- [1] В. К. Полонский. ДАН СССР, 31, 544, 1941.
- [2] Н. Е. Лущик, Т. А. Кукетаев. Опт. и спектр., 25, 889, 1968.
- [3] Г. К. Золотарев. Тр. ИФА АН ЭССР, № 30, 42, 1964.
- [4] W. Dreubrod, K. Fussgaenger. Phys. Stat. Sol., 18, 133, 1966.
- [5] Справочник по плавкости солевых систем, 1. Изд. АН СССР, М.—Л., 1961.
- [6] И. С. Бобкова, Н. И. Иванова. Опт. и спектр., 40, вып. 4, 1976.

Поступило в Редакцию 15 июля 1975 г.

УДК 533.9

О ВОССТАНОВЛЕНИИ ЛОКАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ В УСЛОВИЯХ ОГРАНИЧЕННОЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ

В. В. Пикалов и Н. Г. Преображенский

Одной из важных задач диагностики плазмы является восстановление ее локальных характеристик в условиях, когда либо вообще отсутствуют данные измерений, относящиеся к тем или иным частям плазменного объекта, либо заранее известно, что такие данные получены с очень низкой точностью [1, 2]. Указанной задаче и посвящается данное сообщение.

Рассмотрим столб излучающей осесимметричной плазмы радиуса R . Как известно, регистрируемое поперечное распределение интенсивностей $J(x)$ связано с локальными коэффициентами эмиссии $\varepsilon(r)$ интегральным уравнением Абеля

$$J(x) = 2 \int_x^R \frac{\varepsilon(r) r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}. \quad (1)$$

При обработке экспериментально измеренного набора интенсивностей $\{J(x_i)\}$ обычно переходят к матричной записи этого уравнения

$$J_i = \sum_j K_{ij} \varepsilon_j, \quad i = 1, \dots, m; \quad j = 1, \dots, n, \quad (2)$$

где $J_i = J(x_i)$, $\varepsilon_j = \varepsilon(R_j)$, а матрица (K_{ij}) аппроксимирует интегральный оператор уравнения (1). Допустим теперь, что экспериментальные измерения $J(x)$ известны лишь на части радиуса исследуемого объекта, т. е. $x \in [0, R_1]$, где $R_1 < R$. Задача восстановления радиального распределения интенсивности излучения в этом случае становится сразу же неразрешимой в рамках большинства известных методов обращения уравнения Абеля [3-5]. Однако использование априорной информации об искомом решении, всегда включаемой в современные схемы регуляризации, позволяет устранить возникающую в такой постановке задачи неопределенность и получить так называемое «нормальное» решение [6].

В качестве такой априорной информации, используем, как это обычно принято в подобного рода некорректных задачах, требование гладкости восстанавливаемой функции и ее существенной неотрицательности во всех точках. В работе применялся метод статистической регуляризации [7], в котором учет неотрицательности производился аналогично [8], а также регуляризация по Тихонову [6].

Применительно к нашей задаче формулы метода статистической регуляризации выглядят так:

$$\varepsilon = (K+WK + \alpha\Omega)^{-1} K+WJ, \quad (3)$$

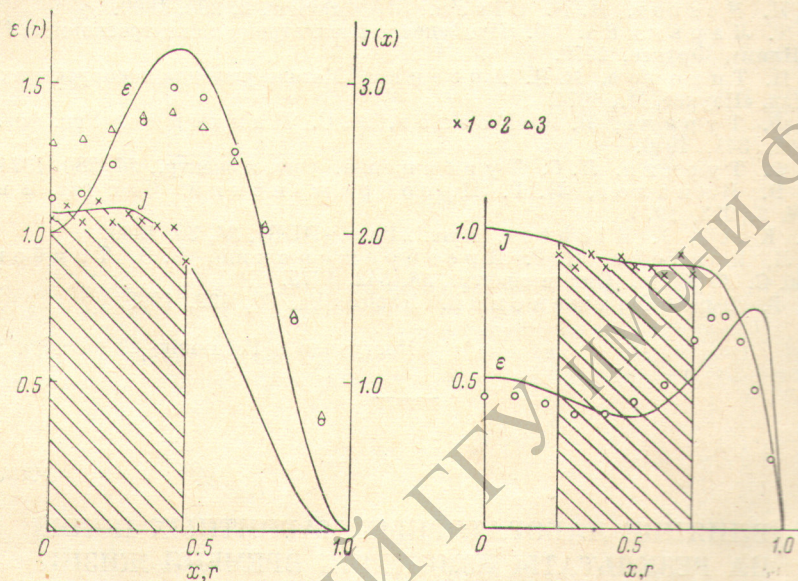
$$\sigma_j^2 = (K+WK + \alpha\Omega)^{-1}_{jj}, \quad j = 1, \dots, n, \quad (4)$$

где K^+ — сопряженная матрица, Ω — конечно-разностная аппроксимация функционала, характеризующего гладкость $\varepsilon(r)$, α — параметр регуляризации, W — диагональная матрица ошибок ($W_{ii} = s_i^{-2}$, s_i^2 — дисперсия эксперимента), σ^2 — дисперсия восстановленного решения. Решение отыскивалось в слоистом ансамбле с ограничениями на вторую производную, причем параметр α находился итерациями и на l -м шаге равнялся

$$\alpha^l = (n-r)/[\text{Sp} \{ (K+WK + \alpha^{(l-1)}\Omega)^{-1} \} + (\varepsilon^{(l-1)}, \Omega\varepsilon^{(l-1)})], \quad (5)$$

где r — степень вырождения матрицы Ω . При таком выборе параметра регуляризации решения получаются менее «заглаженными», чем, например, в нашей более ранней работе [9].

Результаты применения метода статрегуляризации к обращению уравнения Абеля в случае недостаточной экспериментальной информации для двух модельных функций



Результаты восстановления локальных интенсивностей методом статрегуляризации.

Сплошные линии — точные значения, 1 — «экспериментальные измерения», 2 — вычисленное радиальное распределение, 3 — метод Тихонова.

приведены на рисунке. Имитация эксперимента производилась «набросом» на аналитические функции нормально распределенного «шума» с коэффициентом вариации в 3%. Заштрихованы участки, в пределах которых лишь и считались известными экспериментальные кривые $J(x)$. Как следует из рисунка, применение техники регуляризации позволяет приемлемым образом восстановить локальные интенсивности не только в приосевой области плазмы, но и на периферии, информация о которой содержалась лишь в очень завуалированном виде. Кроме того, проведенное сравнение результатов восстановления методами статрегуляризации и регуляризации с выбором по критерию невязки [6] демонстрирует преимущество в данной задаче первого метода. Большая серия модельных расчетов показала, что при гарантированном отсутствии у $\varepsilon(r)$ в периферийной зоне сложной структуры и при сравнительно точном эксперименте (порядка 1—2%) для удовлетворительного восстановления радиального распределения интенсивностей достаточно измерений $J(x)$, проведенных лишь на одной трети всего радиуса плазмы (т. е. $x \in [0, R/3]$). С ростом погрешности эксперимента, а также при наличии локальных всплесков яркости на границах объекта необходимо расширять диапазон измерений до $(0.6 \div 0.8)R$.

В работе [9] подробно исследовалась устойчивость метода статистической регуляризации относительно случайных ошибок эксперимента в задаче обращения уравнения Абеля (при наличии полного набора данных $J(x)$ на всем радиусе). Было показано, что коэффициент усиления ошибки эксперимента в данном методе равен обычно $\sim 2-3$. Для полной характеристики метода недостает изучения влияния на результаты пересчета систематической ошибки в экспериментальных данных. Известно [10], что субъективное проведение экспериментатором сглаженной кривой по измеренному набору

поперечных значений интенсивности может приводить в нашей задаче к ошибке восстановления до 400%. Поэтому был произведен ряд машинных экспериментов по сравнительному изучению влияния систематической ошибки в исходных данных на результаты восстановления $\varepsilon(r)$ разными методами. Если ввести коэффициент усиления ошибки, связанный со систематическим сдвигом $\gamma = \Delta\varepsilon/\Delta J$, где $\Delta\varepsilon$ есть разность (в %) пересчетов функций $J(x)$ со смещением и без него, а ΔJ есть сдвиг для $J(x)$ (также в %), то расчеты дают для γ в методах Боккастена и статрегуляризации соответственно значения 5 и 3.5. Таким образом, метод статрегуляризации не только помехоустойчив, но и несколько слабее реагирует на систематическую ошибку во входных данных.

Рассмотренные в данной работе задачи являются еще одной иллюстрацией больших возможностей методов регуляризации при решении широкого круга обратных задач оптики и спектроскопии [11, 12].

Литература

- [1] С. И. Крылова, Л. А. Луизова, А. Д. Хахаев. *Опт. и спектр.*, 37, 559, 1974.
- [2] W. Braun. *Rev. Sci. Instr.*, 36, 802, 1965.
- [3] K. Bockstein. *J. Opt. Soc. Am.*, 51, 943, 1961.
- [4] O. H. Nestor, H. N. Olsen. *SIAM review*, 2, 200, 1960.
- [5] Л. Т. Ларькина. Сб. «Применение плазматрона в спектроскопии», 17. Изд. «Илим», Фрунзе, 1970.
- [6] А. Н. Тихонов, В. Я. Арсенин. *Методы решения некорректных задач*. Изд. «Наука», М., 1974.
- [7] В. Ф. Турчин, В. П. Козлов, М. С. Малкевич. *Усп. физ. наук*, 102, 345, 1970.
- [8] В. Ф. Турчин, Л. С. Туровцева. *Опт. и спектр.*, 36, 280, 1974.
- [9] В. В. Пикалов, Н. Г. Преображенский. *Физ. гор. и взрыва*, № 6, 923, 1974.
- [10] M. Kock, J. Richter. *Annal. Phys. (DDR)*, 24, 30, 1969.
- [11] С. Л. Изотова, Н. Г. Преображенский, Б. З. Тамбовцев, М. С. Фриш. *Опт. и спектр.*, 38, 842, 1975.
- [12] Н. Г. Преображенский. *Nucleonika*, 20, 429, 1975.

Поступило в Редакцию 20 октября 1975 г.

УДК 539.184

ВЛИЯНИЕ ЛАБОРАТОРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ МЕТОДОМ ВРЕМЕННОГО АНАЛИЗА

С. А. Багаев, В. Б. Смирнов и М. П. Чайка

Определение времени жизни возбужденных состояний атомов методом многоканального временного анализа [1] основано на установлении закона изменения во времени интенсивности излучения ансамбля атомов. Присутствие внешних магнитных полей (лабораторного, нескомпенсированного земного и т. д.) может существенно изменить вид наблюдаемого закона спада интенсивности [2]. Это является следствием проявления интерференции когерентно возбужденных состояний (рис. 1, кривая θ). Необходимо отметить, что при малых полях наблюдаемый сигнал может быть практически неотличим от экспоненты, однако определенная из него постоянная распада может отличаться от истинной [2].

В настоящей работе было экспериментально изучено влияние слабого магнитного поля (порядка земного) на распад возбужденных состояний атомов HeI. Излучение ансамбля атомов изучалось в условиях, типичных для установок временного анализа: импульсное возбуждение газа в электронной пушке и выделение наблюдаемой линии монохроматором с оптической осью, ориентированной перпендикулярно электронному пучку. Канал наблюдения не обладал поляризующими свойствами. Поскольку целью данной работы было изучение влияния магнитного поля на наблюдаемый сигнал спада интенсивности, на область возбуждения газа накладывалось контролируемое магнитное поле. Оно имитировало лабораторное поле. Истинное лабораторное поле было скомпенсировано. Исследовался случай, когда контролируемое магнитное поле было ориентировано перпендикулярно как направлению наблюдения, так и пучку электронов, что соответствует максимальному искажению сигнала. Измерения проводились на линии 438,8 нм (переход $2^1P_1-5^1D_2$) при давлении газа $1 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. и энергии электронов 30 эВ. Длительность возбуждающего импульса составляла 10 нс. Точность эксперимента позволяла следить за спадением интенсивности на протяжении времени, в 7—8 раз большем среднего времени жизни уровня. Исследования вида спа-