

Литература

- [1] M. A. Coulhard. J. Phys., 7A, 440, 1974.
 [2] И. И. Тупицын, В. Ф. Братцев. ТЭХ, 15, 216, 1979.
 [3] В. К. Никулин, И. М. Банд, М. Б. Тржасковская. ТЭХ, 14, 661, 1978.
 [4] Г. Шорнак, Д. Леман, Г. Музполь, Г. Мюллер. Опт. спектр., 47, 430, 1979.
 [5] С. А. Кучас, А. В. Каросене, Р. И. Каразня. Лпт. физ. сб., 18, 593, 1978.
 [6] И. М. Банд, М. Б. Тржасковская, В. И. Фомичев. Препринт ЛИЯФ, № 299, Л., 1976.
 [7] Дж. Слэтер. Методы самосогласованного поля для молекул и твердых тел. «Мир», М., 1978.
 [8] M. S. Gorinathan. J. Phys., 12C, 521, 1979.
 [9] С. А. Кучас, А. В. Каросене, Р. И. Каразня. Сб. Всесоюз. совещ. «50 лет отечественного рентгеновского приборостроения», тезисы докладов, стр. 91. Л., 1978.
 [10] О. И. Сумбаев. ЖЭТФ, 57, 1716, 1969.
 [11] K. Schwarz. Theor. Chim. Acta, 34, 225, 1974.
 [12] С. Г. Гагарин. ТЭХ, 15, 691, 1979.
 [13] D. E. Ellis. J. Phys., B10, 1, 1977.
 [14] J. P. Desclaux. Atom data and Nucl. Data Tabl., 12, 311, 1973.
 [15] И. М. Банд, М. Б. Тржасковская. Препринт ЛИЯФ, № 90, стр. 34, 1974.
 [16] K. D. Sen, J. Phys., B11, L577, 1978.
 [17] K. D. Sen. J. Chem. Phys., 71, 1035, 1979.

Поступило в Редакцию 21 января 1981 г.

УДК 535.317.1

АПОСТЕРИОРНАЯ ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ИСКАЖЕННОГО АТМОСФЕРОЙ КОРОТКОЭКСПОЗИЦИОННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

П. А. Бакут, К. Н. Свиридов, В. Н. Сидельников,
и Н. Д. Устинов

Изображение объекта, наблюдаемого через турбулентную атмосферу, является существенно искаженным. Для коррекции пространственно-инвариантных искажений зарегистрированного изображения существуют различные методы фильтрации его пространственного спектра [1, 2]. Реализация этих методов предполагает знание оптической передаточной функции (ОПФ) $H(\omega)$ или импульсного отклика $h(s)$ системы, сформировавшей изображение. Априори, как правило, подобная информация отсутствует и возникает проблема апостериорного определения указанных величин по самому зарегистрированному изображению. Трудность ее решения при фильтрации короткоэкспозиционного изображения обусловлена тем, что мгновенная (короткоэкспозиционная) ОПФ системы «атмосфера—телескоп» не имеет универсальной аналитической зависимости, такой как средняя ОПФ при длинноэкспозиционной регистрации, а является случайной комплексной функцией, изменяющейся от одной регистрации изображения к другой.

В связи с этим задача формулируется следующим образом.

Имеется короткоэкспозиционное изображение $\tilde{f}(s)$ протяженного объекта

$$\tilde{f}(s) = \int f(s') h(s - s') ds', \quad (1)$$

где $f(s)$ — неизвестное истинное распределение интенсивности объекта со сложной конфигурацией, а $h(s)$ — случайная импульсная реакция системы «атмосфера—телескоп» с известной средней ОПФ. Известно, что в некоторой области, размеры которой меньше, чем размеры области, ограниченной контуром изображения объекта (т. е. объект разрешается системой), $h(s) \geq 0$, а в осталь-

ных точках плоскости изображения $h(s) \simeq 0$. Шумы регистратора, часто рассматриваемые как аддитивная составляющая в (1), пренебрежимо малы.

Требуется найти приближенное решение для $h(s)$ или $H(\omega)$, а методы нахождения $f(s)$ при заданной $h(s)$ или $H(\omega)$ известны.

В данной работе для решения этой задачи предлагается подход к восстановлению модуля и фазы ОПФ системы «атмосфера—телескоп» $H(\omega)$ (и, следовательно, импульсного отклика системы $h(s)$) путем статистической обработки пространственных спектров фрагментов зарегистрированного изображения и использования итерационной процедуры восстановления.

В силу пространственной инвариантности системы для фрагментов изображения с размерами большими элемента разрешения системы «атмосфера—телескоп» можно записать

$$\tilde{f}_j(s) = \int f_j(s') h(s - s') ds' \quad (2)$$

и после преобразования Фурье j -го фрагмента изображения ($j=1, \dots, n$) имеем

$$|\tilde{F}_j(\omega)| e^{i\tilde{\theta}_j(\omega)} = |F_j(\omega)| e^{i\theta_j(\omega)} |H(\omega)| e^{i\theta_H(\omega)} \quad (3)$$

Для нахождения оценки фазы $\hat{\theta}_H(\omega)$ ОПФ выделим фазы пространственных спектров фрагментов искаженного изображения

$$\tilde{\theta}_j(\omega) = \theta_j(\omega) + \theta_H(\omega) \quad (4)$$

и накапливая их, получим

$$\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \tilde{\theta}_j(\omega) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \theta_j(\omega) + \theta_H(\omega). \quad (5)$$

Если объект имеет сложное распределение интенсивности и сложную конфигурацию, то его фрагменты $f_j(s)$ будут иметь значительно отличающиеся друг от друга спектры $F_j(\omega)$, распределение фазы которых в точке ω близко к равновероятному на интервале $(-\pi, \pi)$. Тогда при больших n

$$\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \theta_j(\omega) \simeq 0, \quad (6)$$

и в результате (5) найдем

$$\hat{\theta}_H(\omega) = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \tilde{\theta}_j(\omega) \simeq \theta_H(\omega), \quad (7)$$

а точность полученной таким образом оценки фазы ОПФ будет зависеть от числа фрагментов и внутренней статистической структуры распределения интенсивностей на фрагменте.

Рассмотрим далее итерационную процедуру, позволяющую получать ОПФ системы «атмосфера—телескоп» по известной ее фазе $\hat{\theta}_H(\omega)$.

Суть этой процедуры заключается в том, что рассогласование начального для итераций приближения модуля $|H^{(0)}(\omega)|$ и фазы ОПФ приводит, как правило, к появлению отрицательных значений интенсивности в восстанавливаемом при обратном Фурье-преобразовании импульсном отклике системы. Их появление в итерациях для $h(s)$ будет обусловлено неточным заданием комплексных амплитуд составляющих $h(s)$ гармоник и тем обстоятельством, что $h(s) > 0$ лишь в ограниченной области. Если же отрицательных значений интенсивности нет, то итерации заканчиваются на первом шаге.

Устремляя к нулю эти отрицательные интенсивности, мы получим оценочный импульсный отклик $\hat{h}^{(0)}(s)$ и, преобразуя его по Фурье, определим новую ОПФ с другими значениями ее модуля и фазы. После замены этой фазы на определенное ранее значение $\hat{\theta}_H(\omega)$ указанная последовательность операций повторяется.

Вообще говоря, модуль восстановленной с помощью такой процедуры ОПФ будет модулем спектра функции

$$h'(s) = \int h(s') \varphi(s-s') ds' \geq 0, \quad (8)$$

где

$$\varphi(s) = \varphi^*(-s). \quad (9)$$

Преобразование Фурье для $h'(s)$ будет иметь фазу, равную $\Theta_H(\omega)$, однако модуль его будет равен $\Phi(\omega) |H(\omega)|$, где $\Phi(\omega)$ — преобразование Фурье для $\varphi(s)$. Поскольку существует бесконечное множество функций $\varphi(s)$, удовлетворяющих (8) и (9), то итерационный процесс может сходиться к произвольной функции $h'(s)$ вида (8) в зависимости от начального приближения $|H^{(0)}(\omega)|$ для модуля.

Следовательно, надо выбрать начальный для итераций модуль ОПФ так, чтобы $\varphi(s)$ была бы по возможности ближе к δ -функции. Представляется удачным выбор начального приближения для модуля ОПФ, равного ее среднему значению, относительно которого флуктуирует модуль истинной ОПФ. В этом случае $\Phi(\omega)$ флуктуирует относительно единицы и $\varphi(s)$ близка к δ -функции.

Обоснование сходимости предлагаемой процедуры несложно. Для этого рассмотрим

$$\varepsilon^{(k)} = \int |H(\omega) - \hat{H}^{(k)}(\omega)|^2 d\omega \quad (10)$$

квадрат ошибки оценки ОПФ системы «атмосфера—телескоп» на K -ом шаге итераций

$$\hat{H}^{(k)}(\omega) = |H^{(k)}(\omega)| e^{i\hat{\Theta}_H(\omega)}. \quad (11)$$

По теореме Парсеваля ошибка приближения импульсного отклика $h^{(k)}(s)$, получаемого в результате обратного Фурье-преобразования для $\hat{H}^{(k)}(\omega)$, также равна $\varepsilon^{(k)}$.

Тогда после приравнивания к нулю отрицательных значений интенсивности в $h^{(k)}(s)$, в силу того, что $h(s) \geq 0$, получим

$$\int [h(s) - \hat{h}^{(k)}(s)]^2 ds = \varepsilon'^{(k)} < \varepsilon^{(k)}. \quad (12)$$

Преобразуя теперь $\hat{h}^{(k)}(s)$ по Фурье и заменяя фазу этого преобразования $\Theta_H^{(k+1)}(\omega)$ на $\hat{\Theta}_H(\omega)$, а модуль оставляя без изменения, найдем

$$\int |H(\omega) - \hat{H}^{(k+1)}(\omega)|^2 d\omega = \varepsilon^{(k+1)} < \varepsilon'^{(k)} < \varepsilon^{(k)} \quad (13)$$

и, следовательно, при достаточно больших k

$$\varepsilon^{(k)} \ll \varepsilon^{(0)} \quad (14)$$

или

$$\left. \begin{aligned} \hat{H}^{(k)}(\omega) &\simeq H(\omega), \\ \hat{h}^{(k)}(s) &\simeq h(s). \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

При этом итерационный процесс сходится к некоторой $h'(s)$, приближенно равной $h(s)$, поскольку начальное приближение для модуля $H(\omega)$, равное средней ОПФ, достаточно близко к истинному его значению.

Здесь же отметим, что аналогичную процедуру итераций можно получить и для случая, когда мы уверены, что модуль $|H(\omega)|$ ОПФ определен каким-либо образом на предварительном этапе обработки с большей точностью, чем фаза $\Theta_H(\omega)$. В этом случае в итерациях формируется фаза $\Theta_H^{(k)}(\omega)$, а модуль $|H^{(k)}(\omega)|$ на каждом шаге заменяется на $|H(\omega)|$. Возможно также комбинирование указанных подходов.

Таким образом, предложенный метод позволяет осуществить апостериорное определение характеристик пространственного фильтра по самому искаженному изображению и затем скорректировать это изображение известными методами пространственной фильтрации.

Литература

- [1] М. М. Сондхи. ТИИЭР, № 7, 108, 1972.
 [2] Н. С. Andrews. Computer, № 5, 36, 1974.

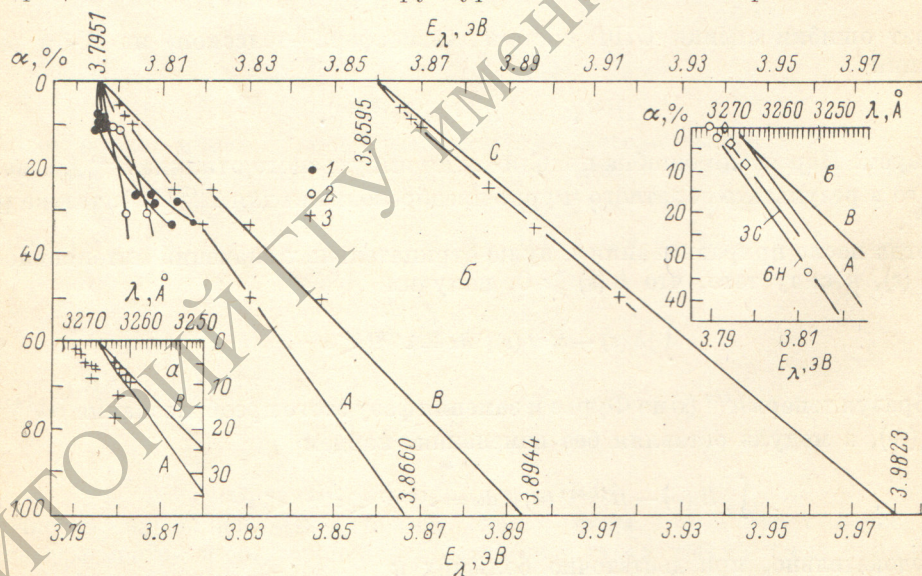
Поступило в Редакцию 8 июня 1981 г.

УДК 535.39 : 548.0

ВЛИЯНИЕ КИСЛОРОДА НА ЭКСИТОННЫЕ СПЕКТРЫ НИЗШИХ ПОЛИТИПОВ ZnS И ОБРАЗЦОВ С ДЕФЕКТАМИ УПАКОВКИ

Н. К. Морозова

Согласно работе [1] при переходе от сфалерита 3С к вюрциту 2Н ширина запрещенной зоны сульфида цинка должна меняться линейно в зависимости от процента гексагональности структуры α . Однако экспериментально при



Зависимость положения экситонных А, В, С полос отражения ZnS при 77 К от процента гексагональности.

1 — [6], 2 — [5], 3 — данная работа.

исследовании экситонных спектров политипных форм ZnS мы не получали подтверждения теории, поскольку имели для образцов, выращенных разными методами, существенный разброс в спектральном положении полос. Как оказалось, политипные формы ZnS, обладая гексагональной структурой, охотно, без образования дефектов упаковки, растворяют кислород и это существенно влияет на ширину их запрещенной зоны [2]. Для исключения влияния растворенного кислорода были предприняты исследования монокристаллов политипных форм 2Н, 4Н, 6Н, 8Н, 3С ZnS, полученных в проточной системе из газовой фазы в H₂S при 1300° С. В качестве кристаллов кубической модификации использованы гидротермальные кислые сфалериты. На рисунке, б приведены результаты исследования их экситонных спектров отражения. Как видно, исключение влия-