

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

97-150

P14-97-150

Н.Скинтее, С.И.Тютюнников, В.Н.Шаляпин, С.Н.Шашков

ЛАБОРАТОРНЫЙ ИНФРАКРАСНЫЙ  
ФУРЬЕ-СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ  
В ФИЗИКЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

1997

Длинноволновая инфракрасная спектроскопия как одно из направлений современной спектроскопии возникла в связи с освоением участка электромагнитного спектра, который расположен между обычной инфракрасной областью и микроволновым радиодиапазоном. Именно этот участок спектра принято теперь называть далекой инфракрасной, или субмиллиметровой, областью. В настоящее время этот весьма перспективный раздел спектроскопии переживает период бурного развития в связи с использованием фурье-интерферометров.

Целью данной работы явилось создание программно-аппаратного комплекса на базе интерферометра Майкельсона для проведения оптических исследований различных материалов в диапазоне длин волн  $20 < \lambda < 1000$  мкм.

### ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Принципиальная схема лабораторного инфракрасного фурье-спектрометра ЛАФС-1000 представлена на рис. 1.

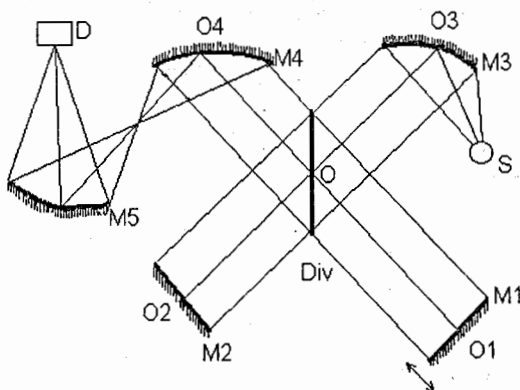
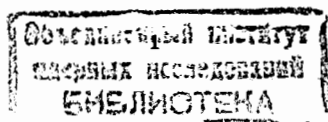


Рис. 1. Оптическая схема спектрометра ЛАФС-1000

В качестве источника света  $S$  используется ртутная лампа, имеющая непрерывный спектр в длинноволновой инфракрасной области. Световой поток от источника модулируют, что позволяет применять метод синхронного детектирования и схему для уменьшения радиационного шума, а также дрейфа и флуктуаций в электронике. Затем пучок коллимируется зеркалом  $M3$ , а



светоделителем *DIV* делится на два пучка - прошедший и отраженный. Светоделителями могут являться пленки микронной толщины (6 - 50 мкм) из лавсана (политилентерефлата). Часть излучения, прошедшая светоделитель, попадает на неподвижное зеркало *M2*, которое отражает излучение обратно в сторону светоделителя. Затем часть этого пучка отражается светоделителем в направлении фокусирующего зеркала, а вторая часть посылается на подвижное зеркало *M1*, отразившись от которого, возвращается на светоделитель. Часть этого пучка, прошедшая через светоделитель, также посылается в направлении фокусирующего зеркала *M4*. Смешанные таким образом пучки излучения посылаются фокусирующими зеркалами *M4* и *M5* на оптоакустический приемник *D* (ОАП-7). Для исключения нежелательной коротковолновой части излучения используются спектральные фильтры.

Для различных волн при одной и той же разности хода в плечах интерферометра (зеркала *M1* и *M2*) возникают различные порядки интерференции. Разность хода равна удвоенному смещению каретки подвижного зеркала от точки нулевой разности хода. (Точка, в которой оптическая разность хода пучков сбалансирована в обоих плечах, называется точкой нулевой разности хода или основным максимумом.) Каретка может перемещаться в любую сторону от нулевой разности хода на величину до 10 см. Исследуемый образец помещается в фокусе зеркал *M4* и *M5*. Управление работой прибора и обработка результатов эксперимента проводится с помощью оригинальных программ, написанных на языках ASSEMBLER и FORTRAN, на персональном компьютере IBM AT486DX4/100.

Основные соотношения, нашедшие применение при написании компьютерных программ, приводятся ниже.

Для монохроматической плоской световой волны, распространяющейся вдоль направления *l*, вектор напряженности электрического поля и интенсивность света записываются в виде [1]

$$E = E_0 e^{-i2\pi\nu(t-l/c)}, \\ I = \langle \text{Re}E \cdot \text{Re}E^* \rangle = 1/2 \text{Re}(E^*E).$$

Для световой волны, которая распространяется от делителя *DIV* до зеркала *M1* и далее к *M4*, имеем

$$E_1 = E_0 e^{-i(2\pi\nu t - \varphi_1)},$$

где  $\varphi_1 = (OO_1 + O_1O + OO_4)/c$ .

С другой стороны, для световой волны, распространяющейся от делителя *DIV* до зеркал *M2* и *M4*,

$$E_2 = E_0 e^{-i(2\pi\nu t - \varphi_2)},$$

где  $\varphi_2 = (OO_2 + O_2O + OO_4)/c$ .

На зеркале *M4* в результате суперпозиции двух монохроматических волн получаем:

$$E = E_1 + E_2.$$

Интенсивность света при этом

$$I = (1/2) \text{Re}(E_1^*E_1 + E_2^*E_2 + E_1^*E_2 + E_2^*E_1).$$

Учитывая, что  $E_1^*E_1 = E_0^2$ ,  $E_2^*E_2 = E_0^2$ ,  $E_1^*E_2 = E_0^2 e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)}$ ,  $E_2^*E_1 = E_0^2 e^{-i(\varphi_2 - \varphi_1)}$ , приходим к выражению

$$I = E_0^2 [1 + \cos(\varphi_2 - \varphi_1)],$$

которое преобразовывается к виду

$$I(\Delta) = S(\tilde{\nu}) [1 + \cos(2\pi \tilde{\nu} \Delta)],$$

где  $\Delta = 2(O_1O - O_2O)$  - разность плеч интерферометра,  $\tilde{\nu} = \nu/c$  - волновое число,  $S(\tilde{\nu}) = E_0^2$  - определяет спектральную яркость источника вблизи волнового числа  $\tilde{\nu}$ .

Принимая во внимание, что источник света испускает свет с различными  $\tilde{\nu}$ , можно записать

$$I(\Delta) = \int_0^{\infty} S(\tilde{\nu}) [1 + \cos(2\pi \tilde{\nu} \Delta)] \delta \tilde{\nu} = 1/2 I(0) + \int_0^{\infty} S(\tilde{\nu}) [1 + \cos(2\pi \tilde{\nu} \Delta)] \delta \tilde{\nu}.$$

Последнее равенство есть не что иное, как косинус-интеграл Фурье, для которого справедливо:

$$S(\tilde{\nu}) = \int_0^{\infty} [I(\Delta) - 1/2 I(0)] \cos(2\pi \tilde{\nu} \Delta) \delta \Delta.$$

Выражение для  $S(\tilde{\nu})$  является основой фурье-спектроскопии. Регистрируя интерферограмму  $I(\Delta)$ , вычисляют спектр  $S(\tilde{\nu})$ . Но обычно имеют ограниченный интервал регистрации, т.е.

$$S_c(\tilde{\nu}) = \int_0^{\Delta_{\max}} [I(\Delta) - 1/2 I(0)] A(\Delta) \cos(2\pi \tilde{\nu} \Delta) \delta \Delta,$$

где  $A(\Delta)$  - обрывающая функция (аподизация);  $A(\Delta) = 0$  для  $\Delta > \Delta_{\max}$  и  $A(\Delta) = 1$  для  $\Delta \leq \Delta_{\max}$ .

Подставляя сюда  $I(\Delta)$ , получаем

$$S_c(\tilde{\nu}) = \int_0^{\Delta_{\max}} \left[ \int_0^{\infty} S(\tilde{\nu}') [1 + \cos(2\pi \tilde{\nu}' \Delta)] \delta \tilde{\nu}' \right] \cos(2\pi \tilde{\nu} \Delta) \delta \Delta.$$

Проведя интегрирование по  $\Delta$ , находим

$$S_c(\tilde{\nu}) = \int_0^{\infty} S(\tilde{\nu}') R(\tilde{\nu}, \tilde{\nu}', \Delta_{\max}) \delta \tilde{\nu}'.$$

где  $R = [\sin(2\pi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}')\Delta_{\max}) / (2\pi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}')\Delta_{\max}) + \sin(2\pi(\tilde{\nu} + \tilde{\nu}')\Delta_{\max}) / (2\pi(\tilde{\nu} + \tilde{\nu}')\Delta_{\max})] \cdot 2\Delta_{\max}$  - аппаратная функция. Физический смысл этой функции состоит в следующем.

Если  $S(\tilde{\nu})$  является одиночной очень узкой спектральной линией, интенсивность которой равна единице при  $\tilde{\nu}' = \tilde{\nu}_0$ , то  $S_c(\tilde{\nu})$  является просто аппаратной функцией  $R(\tilde{\nu}, \tilde{\nu}_0, \Delta_{\max})$ . Эта функция на половине интенсивности имеет ширину  $\delta \tilde{\nu} = 0.7/\Delta_{\max}$ , так что минимальный разрешимый интервал по волновым числам равен  $\sim 1/\Delta_{\max}$ .

Для гладкой обрывающей функции  $A(\Delta) = 1 - \Delta/\Delta_{\max}$ :

$$R = \Delta_{\max} [ \sin(\pi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}')\Delta_{\max}) ]^2 / [ (\pi(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}')\Delta_{\max}) ]^2 \quad \text{и}$$

$$\delta \tilde{\nu} = 1/\Delta_{\max}.$$

Исследования показывают, что при последней аподизации меньше всего побочных максимумов.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Калибровку фурье-спектрометра мы провели наиболее распространенным методом, при котором исследуется вращательная структура в спектре атмосферных паров воды, находящихся в приборе. Полученные на ЛАФС-1000 участки спектра в области от 10 до 300 см<sup>-1</sup> (1000 - 33 мкм) показаны на рис.2. Для линий в данном интервале, частоты которых известны из литературы [2], ЛАФС-1000 дал предельные ошибки порядка 0.1 см<sup>-1</sup>.

Другими объектами исследования у нас были образцы Si и пленки YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> на кремнии. При исследовании плоскопараллельных образцов Si в длинноволновой инфракрасной области наблюдались каналовые спектры. Иногда их присутствие очень осложняет работу. Однако каналовые спектры позволяют очень точно измерить показатель преломления образца. В интерферограмме они порождают четко различимые детали. На рис.3 показана интерферограмма с сильными эквидистантными "метками" при разностях хода  $\Delta = \pm 3727$  мкм,  $\pm 7454$  мкм и т.д. В [3] показано, что "метки" появляются при разностях хода  $\Delta = 2snh$ , где s - целые числа, h - толщина образца, n - его показатель преломления. Для используемой нами пластинки кремния ( h=0.54 мм ) можно получить n=3.42.

Исследованную таким образом пластинку кремния мы использовали для нанесения пленки из YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> -керамики. Спектр отражения пленки приводится на рис. 4. Наличие особенностей в области 180, 220 и 250 см<sup>-1</sup> позволяет сделать вывод о тетрагональной фазе YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>6</sub>- керамики.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемый фурье-спектрометр прошел экспериментальную проверку на различных образцах. Погрешность измерений определяется максимальной разностью хода в интерферометре  $\Delta_{\max}$  и используемой аподизацией.

Фурье-спектрометр обладает высокой светосилой (теоретическая разрешающая сила прибора равна  $\tilde{\nu}/\delta\tilde{\nu} = \tilde{\nu}\Delta_{\max}$ , а телесный угол выходного отверстия связан с разрешающей силой соотношением  $\Omega/2\pi = \delta\tilde{\nu}/\tilde{\nu}$ ). Это преимущество в светосиле, дающее выигрыш в ~30 раз по сравнению с дифракционными приборами, позволило зарегистрировать инфракрасные спектры YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub>-керамики, нанесенной на кремниевую подложку. Показано, что керамика находится в тетрагональной фазе.

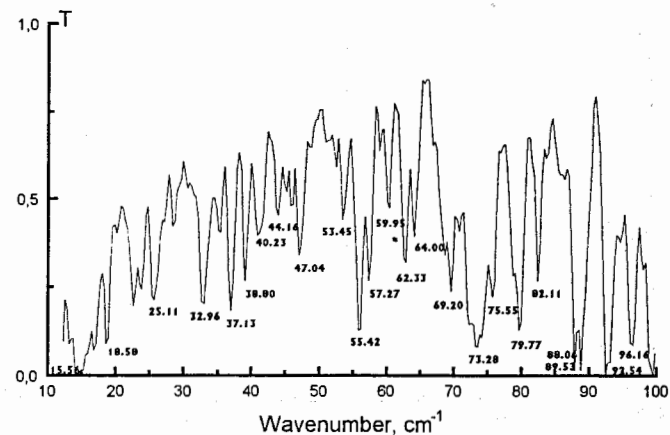


Рис.2а. Спектр поглощения атмосферной воды в области волновых чисел 10 - 100 см<sup>-1</sup>

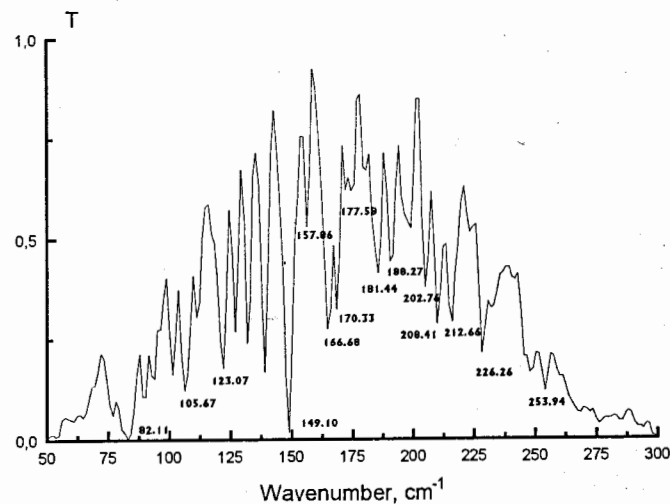


Рис.2б. Спектр поглощения атмосферной воды в области волновых чисел 50 - 300 см<sup>-1</sup>

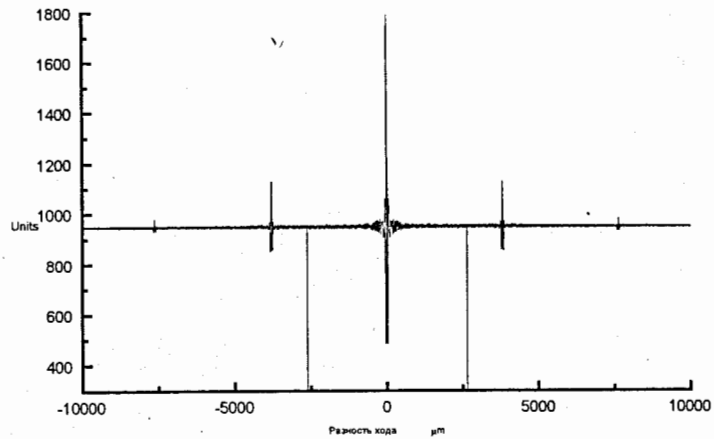


Рис. 3. Интерферограмма кремниевой пластинки толщиной 0.54 мм

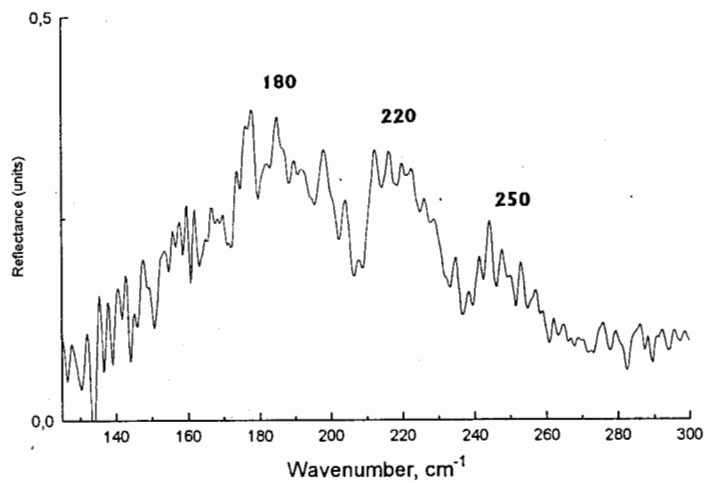


Рис. 4. Спектр отражения пленки  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  на кремнии

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] В. В. Лебедев. Техника оптической спектроскопии. - М.: Изд-во МГУ, 1986.
- [2] А. Финг, П. Гейтс и др. Примененне длинноволновой ИК- спектроскопии в химии. - М.: Мир, 1973.
- [3] Rawcliffe R. D. - Appl. Opt., 6/1989.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 апреля 1997 года.

Скитее Н. и др.

P14-97-150

Лабораторный инфракрасный фурье-спектрометр  
для исследований в физике конденсированных сред

Приводится схема фурье-спектрометра для исследования конденсированных сред в дальнем инфракрасном диапазоне. Описан алгоритм расчета спектров, а также приведены результаты калибровки прибора. Исследованы спектры отражения YBCO(123)-пленок на кремниевой подложке.

Работа выполнена в Лаборатории сверхвысоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1996

Перевод авторов

Scintee N. et al.

P14-97-150

Laboratory Infrared Fourier-Spectrometer for Investigations  
in the Condensed-State Physics

The scheme of the Fourier-spectrometer for the condensed state investigations in far infrared region is discussed. The method of spectra calculation and results of the instrument calibration are described. The reflection spectra of YBCO(123) films on a Si support were studied.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1996