

[3] Klinger M.I., Kudryavtsev V.G.,  
Ryazanov M.I., Tarasikin S.N. //  
Phys. Rev. 1989. В 40. N 9. P. 6311-6320.

Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
13 июня 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 16

26 августа 1990 г.

07

© 1990

ИЗМЕРЕНИЕ ФАЗЫ ГАУССОВСКИХ ПУЧКОВ  
МЕТОДОМ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ВТОРЫХ ГАРМОНИК,  
ГЕНЕРИРУЕМЫХ В РАЗЛИЧНЫХ  
НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

Б.Я. Зельдович, Ю.Е. Капицкий,  
А.Н. Чудинов, В.М. Чуриков

При распространении света фаза вдоль геометро-оптического луча меняется по закону  $\varphi = kz$ , т.е.  $E \sim \exp(ikz - i\omega t)$ . Геометрическая оптика отказывает при прохождении луча мимо каустики. За каустикой фаза снова меняется по закону  $\varphi = kz + \Delta\varphi$ , где  $\Delta\varphi = -\frac{\pi}{2}$  — „недобренный“ по сравнению с геометрической оптикой сдвиг фазы. Прохождение луча мимо двух каустик или мимо стигматического фокуса вносит сдвиг фазы:  $-\pi$  по сравнению с геометрооптическим выражением для фазы вдоль луча.

Это обстоятельство, хорошо известное в классической волновой теории, может быть дополнительно проиллюстрировано выражением для поля гауссовского пучка [1]:

$$E(x, y, z) \approx \left[ 1 + i(z - z_0)/k\alpha_0^2 \right]^{-1} \exp \left[ ikz - \frac{ik(x^2 + y^2)}{1 + i(z - z_0)/k\alpha_0^2} \right]. \quad (1)$$

Здесь сдвиг фазы  $-\pi$  обусловлен предэкспонентой  $\Delta\varphi(z) = \arctg[(z - z_0)/k\alpha_0^2]$ , где  $\alpha_0$  — радиус перетяжки,  $k\alpha_0^2$  — ее длина,  $z_0$  — положение центра перетяжки.

В настоящей работе этот сдвиг фазы измерен в эксперименте по интерференции второй гармоники, генерируемой в двух кристаллах. Впервые оптимизация такой схемы исследовалась в работах [2, 3]. Интенсивность второй гармоники на выходе из второго кристалла будет определяться интерференцией вторых гармоник в первом и во втором кристаллах, которая зависит от разницы фаз  $\Delta\varphi$ :

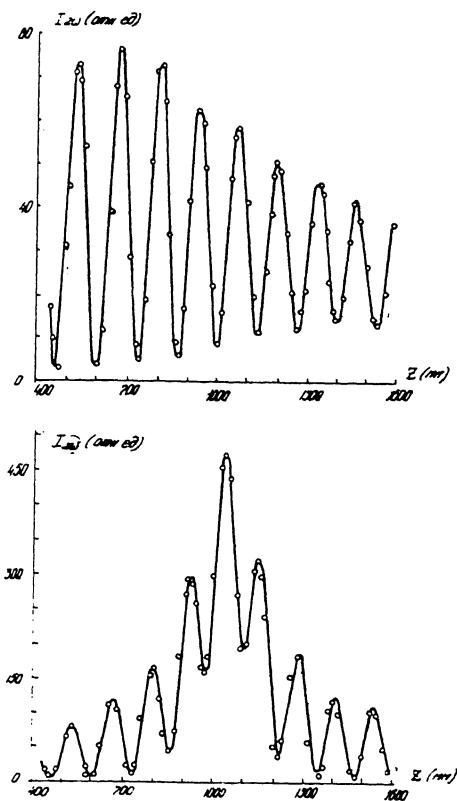


Рис. 1. Экспериментальная зависимость интенсивности второй гармоники на выходе из второго кристалла от расстояния между ними (верхний график). Аналогичная зависимость, когда между кристаллами помещена линза (нижний график).

$$\Delta\varphi = (k_{2\omega} - 2k_{\omega})z = \frac{4\pi}{\lambda_{\omega}} [n(2\omega) - n(\omega)]z, \quad (2)$$

где  $z$  — расстояние между кристаллами;  $k_{\omega}$ ,  $k_{2\omega}$  — волновой вектор излучения в воздухе на частоте  $\omega$  и  $2\omega$  соответственно;  $n(\omega)$  и  $n(2\omega)$  — показатель преломления воздуха на частоте  $\omega$  и  $2\omega$ . Экспериментальный график зависимости  $I_{2\omega}$  от  $z$  представлен на рис. 1 (верхний график).

В эксперименте использовались кристаллы КТР, вырезанные под углом синхронизма для  $\lambda_{\omega} = 1,064$  мкм (ооо-синхронизм).  $YAG: Nd^{3+}$  лазер работал в режиме активной модуляции добротности и активной синхронизации мод, созданный на базе промышленного непрерывного лазера типа ЛТН-101. Длительность импульса была  $\tau_{\text{и}} \sim \sim 100$  пс, частота следования импульсов 4000 Гц.

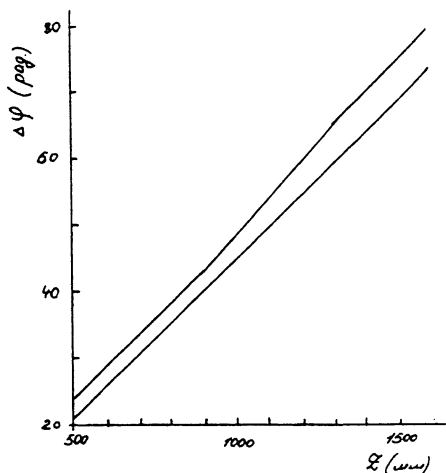


Рис. 2. Зависимость фазы интерференционного члена гауссовских пучков (верхняя кривая) в области каустики линзы и плоских волн (нижняя) от расстояния между кристаллами.

Если после первого кристалла мы поместим длиннофокусную линзу, то интенсивность регистрируемой второй гармоники может быть записана в виде

$$I_{2\omega} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos[(k_{2\omega} - 2k_\omega)Z + \Delta\varphi_2(Z) - 2\Delta\varphi_1(Z) + \Delta\varphi_0], \quad (3)$$

где  $\Delta\varphi_0$  — постоянная фаза, вносимая линзой,  $\Delta\varphi(Z)$  — линейно-оптическая поправка к фазе, связанная с отклонением от геометрической оптики. Так как в воздухе  $k_{2\omega} > 2k_\omega$ , то сдвиг фазы  $\Delta\varphi_2 - 2\Delta\varphi_1 = \pi$  отвечает увеличению числа осцилляций на 1/2 волны при прохождении фокуса обеими волнами.

Снимая зависимость  $I_{2\omega}$  от  $Z$  в схеме с линзой, мы наблюдали увеличение числа осцилляций на 1/2 периода (рис. 1, нижний график). Экспериментальные результаты были приближены аналогичной зависимостью (3), где в качестве  $\Delta\varphi(Z)$  принималось

значение  $\arctg \frac{Z - Z_0}{k\alpha^2}$  согласно (1). На рис. 2 представлена зави-

симость  $\Delta\varphi$  от расстояния между кристаллами  $Z$  в схеме с линзой в области каустики. Там же приведена аналогичная зависимость, когда линза отсутствует. Как и ожидалось, при переходе через каустику величина  $\Delta\varphi$  приобретает дополнительный сдвиг фаз  $+\pi$  рад.

Итак, в данной работе предложен и реализован метод измерения фазы гауссовских пучков, в котором используется интерференция вторых гармоник генерируемых одним и тем же лучом неодимового лазера в двух различных кристаллах КТР.

В заключение авторы выражают благодарность А.А. Шульгинову за помощь в обработке экспериментальных результатов.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Гончаренко А.М. Гауссовы пучки света. Минск: Наука и техника, 1977. 144 с.
- [2] Волосов В.Д., Калинин А.Г., Крылов В.Н. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. В. 2. С. 85.
- [3] Волосов В.Д., Калинин А.Г., Крылов В.Н. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3. № 10. С. 2139.

Челябинский политехнический  
институт имени Ленинского  
комсомола

Поступило в Редакцию  
6 апреля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 16

26 августа 1990 г.

05.4; 11

© 1990

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ  
ПОВЕРХНОСТИ КЕРАМИКИ  $YBa_2Cu_3O_{6.9}$   
С ПОМОЩЬЮ ФЭ ( $h\nu = 8.43$  эВ) СПЕКТРОСКОПИИ

А.А. Г л е б о в с к и й, В.И. К л е й м е н о в,  
А.А. Л и с а ч е н к о

Тип проводимости ВТСП материала (металлическая или диэлектрическая), предельная плотность тока через контакт существенно зависят от параметров электронной структуры поверхности: плотности заполненных состояний на уровне Ферми ( $E_F$ ) и вблизи него, положения  $E_F$  относительно уровня вакуума (термоэлектронной работы выхода  $\varphi_0$ ). Как показывают теоретические расчеты, для  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  валентная зона образована гибридованными  $Cu3d-02p$  орбиталями. Правильно описывая структуру спектра заполненных состояний, различные модели расчетов дают разброс его положения относительно  $E_F$  на 1-1.5 эВ [1-3]. Основным методом экспериментального исследования электронной структуры валентной зоны является фотоэлектронная (ФЭ) спектроскопия. Вид ФЭ спектров весьма чувствителен к составу, способу приготовления и хранения образцов  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  [4]. Это позволяет использовать ФЭ спектроскопию для диагностики состояния поверхности, контроля за технологией приготовления образцов.

В большинстве случаев для возбуждения фотоэмиссии используют кванты с  $h\nu > 21.2$  эВ. Но, поскольку ширина валентной зоны около 6 эВ, для ее энергетического зондирования достаточно значи-