

уменьшается, тогда как полуширина монотонно увеличивается по ходу увеличения величины температурного градиента.

На рис. 2 сняты кривые качания образца толщиной 1,55 мм для отраженного и проходящего пучков при различных величинах приложенного температурного градиента. Из этих кривых качания нетрудно подсчитать радиус изгиба отражающих атомных плоскостей кварца. Аналогичные результаты получились и для параллельного расположения вектора дифракции и вектора температурного градиента. Из полученных данных можно сделать вывод, что при определенной угловой апертуре падающей сферической волны интенсивность отраженного пучка может увеличиваться в десятки раз по отношению к интенсивности отраженного пучка от идеального кристалла без наличия температурного градиента. Эти выводы в дальнейшем подтвердились экспериментально.

ԿՎԱՐՑԻ ՃՈՃՄԱՆ ԿՈՐԻ ԿԻՍԱԼԱՅՆՈՒԹՅԱՆ ԿԱԽՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆԸ ԶԵՐՄԱՅԻՆ ԳՐԱԴԻԵՆՏԻ ՄԵՍՈՒԹՅՈՒՆՑ

Վ. Ղ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ, Ս. Ն. ՆՈՐԵՅԱՆ

Փորձակախորհն ուսումնասիրված է X-կտրվածքի կվարցի միաբյուրեղի (1011) հարթությունների ընտանիքի ճոճման կորի կիսալայնության կախվածությունը ջերմային գրադիենտի մեծությունից $\text{MoK}\alpha$, ճառագայթման համար, շեղադրությունները կատարվել են կվարցի միաբյուրեղի $t=0,3\text{--}2,8$ մմ. հաստությունների և ջերմային գրադիենտի մեծության $\Delta T/\Delta x=0\text{--}160^\circ\text{C}$ տիրույթների համար, Դիտվել է ճոճման կորի կիսալայնության խիստ մեծացում ջերմային գրադիենտի առկայության դեպքում:

DEPENDENCE OF THE HALFWIDTH OF QUARTZ ROCKING CURVE ON THE THERMAL GRADIENT

V. GH. MIRZOYAN, S. N. NOREYAN

For $\text{MoK}\alpha$ radiation, the thermal gradient dependence of the halfwidth of rocking curve of X-cut quartz single crystal for the family of (1011) planes has been studied experimentally. The thickness of quartz single crystal ranged from 0.3 to 2.8 mm and the thermal gradient range was $\Delta T/\Delta x=0\text{--}160^\circ\text{C}/\text{cm}$. An increase in the curve halfwidth was observed in the presence of thermal gradient.

Изв. АН Армении, Физика, т. 26, вып. 3, с. 154—158 (1991)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.325:535.327

ПРОХОЖДЕНИЕ МОЩНЫХ УКИ СВЕТА В УСЛОВИЯХ ДВУХФОТОННОГО КВАЗИРЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПАРАХ АТОМОВ ЦЕЗИЯ

Г. А. ТОРОСЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 4 января 1991 г.)

Экспериментально исследуется происхождение интенсивных УКИ света через пары атомов цезия в условиях двухфотонного (ДФ) квазирезонансного взаимодействия. Сообщается о первом наблюдении «ко-и-

ческого» излучения на частотах накачки и уширения ее спектра в случае малых расстройок от ДФ перехода $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$.

В работе [1] были приведены основные результаты новых экспериментов по прохождению мощных ультракоротких импульсов (УКИ) света в условиях двухфотонного (ДФ) квазирезонансного взаимодействия. В качестве резонансных сред были выбраны пары атомов (ПА) бария и цезия. Данная работа посвящена более детальному описанию и обсуждению результатов экспериментов на ПА цезия.

Для реализации ДФ резонансного взаимодействия на переходе $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$, в качестве накачки использовалось излучение пикосекундного лазера на алюминате иттрия с неодимом ($\lambda_n = 1,0796$ мкм, а $\lambda_0 = 1,0787$ мкм, см. рис. 1). Генератор излучал цуг из 6—8 импульсов с энергией 5 мДж. Из начальной части цуга выделялся одиночный УКИ, который усиливался в одном усилителе, при выходе из которого пучок имел параметры: длительность 20 пс, ширина спектра ~ 2 см $^{-1}$, энергия 3 мДж, диаметр 2 мм. Пучок направлялся в «Т»-образную кювету из молибденового стекла длиной 25 см с ПА цезия. При давлении ПА 0,5—0,6 Торр и фокусировании излучения накачки линзой с фокусным расстоянием 40 см протекала генерация третьей гармоники (рис. 1) с эффективностью $\geq 10\%$ по энергии, что в 50 раз превосходит результат работы [2]. Когда давление паров достигало 1 Торр, так же, как и в [3] имело место четырехфотонное параметрическое взаимодействие по схеме $2\omega_H = \omega_3 + \omega_4$.

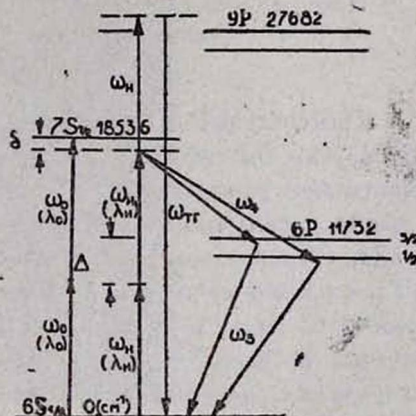


Рис. 1. Энергетические уровни атомов цезия и квантовая схема наблюдаемых процессов ГТГ и ЧПВ.

Основное внимание было уделено изучению параметров самого излучения накачки на выходе из кюветы. В случае, когда накачка фокусировалась в кювету (линзой $F=25$ см), наблюдалось изменение распределения интенсивности в поперечном сечении пучка (рис. 2). Регистрация производилась путем отображения (линзой $F=80$ см) профиля с выходного торца кюветы на фотопленку. При давлении ПА $\geq 0,2$ Торр регистрируется так называемое «коническое» излучение (рис. 2 б, в), т. е. часть излучения распространяется по образующим конуса. В отличие

от более ранних работ (см. [4, 5] и ссылки в них), частотный спектр «конического» излучения не смещен относительно спектра накачки, а угловые размеры колец не превышают $0,3^\circ$ (в указанных работах составляют несколько градусов). Такое поведение излучения может быть обусловлено пространственной самомодуляцией фазы [6] в условиях ДФ взаимодействия с атомами. Размеры и число колец зависят от набега фазы в среде, и их оценки на основе этой модели хорошо согласуются с экспериментальными значениями. Уменьшение размера центральной части пучка до пятна размером 0,5 мм с соответствующим увеличением интенсивности может быть объяснено моделью «горна» для двухфотонной переходной самофокусировки [7]. Временной профиль прошедшего через пары излучения не был исследован ввиду отсутствия соответствующей техники.

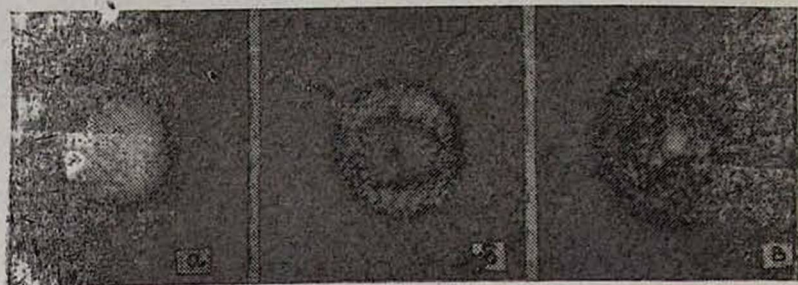


Рис. 2. Фотографии распределения интенсивности в поперечном сечении пучка накачки на выходе из кюветы при различных давлениях ПА цезия: а—0,01 Торр; б—0,2 Торр; в—0,4 Торр.

Спектральные исследования проводились на спектрографе ДФС-13 (дисперсия 0,2 нм/мм). Для упрощения регистрации, излучение предварительно удваивалось по частоте в тонком кристалле йодата лития (ширина синхронизма—40 см^{-1}). При энергии накачки УКИ света 2 мДж (параллельный пучок диаметром 1,5 мм) и давлении ПА цезия ~ 2 Торр сравнение спектров импульса накачки на полувысоте на входе в кювету (2 см^{-1}) и на выходе (12 см^{-1}) указывало на уширение спектра накачки на 10 см^{-1} (рис. 3). Дальнейшее увеличение давления ПА цезия не являлось целесообразным ввиду образования димеров Cs_2 , имеющих широкую полосу поглощения вблизи 1 мкм. Уширение спектра может быть объяснено в рамках модели фазовой самомодуляции при двухфотонном взаимодействии [8]. Величина полного уширения при адиабатическом взаимодействии ($\delta\tau_H > 1$) и при $\alpha^2 < 1$, где $\alpha = \frac{2E_H^2 d_{12} d_{23}}{h^2 \Delta\omega}$, определяется выражением

$$\Delta\omega \approx \frac{8\pi N_H (d_{12} d_{23})^2 l}{ch^3 \Delta\omega} - \frac{\partial E_H^2}{\partial t}, \quad (1)$$

* h —постоянная Планка с чертой.

где N — плотность атомов, d_{12} и d_{23} — матричные элементы дипольных моментов переходов E_H — напряженность поля лазера (остальные обозначения из рис. 1). Полагая $N = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $L = 25 \text{ см}$, $\bar{\nu}_H = 9260 \text{ см}^{-1}$, $\tilde{\delta} = 15 \text{ см}^{-1}$, $I_H = \text{ГВт/см}^2$, $\tilde{\Delta} = 2500 \text{ см}^{-1}$, $d_{12} = 6,8 \cdot 10^{-18} \text{ ед. СГСЭ}$, $d_{23} = 6,2 \cdot 10^{-18} \text{ ед. СГСЭ}$ (для оценки величину $\frac{\partial E_H^2}{\partial t}$ заменим на $\frac{E_H^2}{\partial t}$, где τ_H — длительность) имеем $\Delta\nu = -\frac{\Delta\omega}{2\pi c} = 14 \text{ см}^{-1}$, что хорошо согласуется с наблюдаемой величиной. Интересно отметить, что в случае $d_{12} \approx d_{23}$ величина уширения спектра импульса накачки в трехуровневой системе 1—3 возрастает в Δ/δ раз по сравнению с величиной уширения в системе 1—2. Описанные эффекты самовоздействия излучения при ДФ резонансе по-видимому, зарегистрированы впервые.



Рис. 3. Спектрограммы излучения накачки на выходе (нижняя) и на выходе (верхняя) кюветы, зарегистрированные в одной вспышке: горизонтальная ось соответствует частотам, вертикальная ось — углам.

Автор выражает благодарность М. Л. Тер-Микаеляну, Д. Г. Саркисяну и Г. Г. Григорян за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сиркисян Д. Г., Торосян Г. А. Тезисы докладов V Международного симпозиума «Сверхбыстрые процессы в спектроскопии», Вильнюс, 1987, с. 121.

2. Слабко В. В., Попов А. К., Лукиных В. Ф. Письма в ЖТФ, 3, 1263 (1977).
3. Vreken Q. H., H. Hiksboers M. J.. Opt. Comm., 18, 113 (1976).
4. Harter D. J., Boyd R. W.. Phys. Rev., A29, 739 (1984).
5. Shevy Y., Rosenbluch M.. JOSA, B5, 116 (1988).
6. Durbin S. D., Arakelian S. M., Shen Y. R.. Opt. Lett., 6, 411 (1981).
7. Райнтжес Дж. Нелинейные оптические парам. процессы в жидкостях и газах. М., 1987.
8. Григорян Г. Г., Меликян А. О. Квант. электрон., 15, 1050. (1988).

**ԼՈՒՅՍԻ ԷԶՈՐ ԳԵՐԿԱՐՃ ԱԶԴԱԿՆԵՐԻ ԱՆՑՈՒՄԸ ՑԵՋՈՒՄԻ ԱՏՈՄՆԵՐԻ
ԳՈՂՈՐՇԻՆԵՐՈՒՄ ԵՐԿՅՈՏՈՆ ՔՎԱԶԻՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ
ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ**

Գ. Ա. ԹՈՐՈՍՅԱՆ

Փորձով ուսումնասիրված է լույսի ինտենսիվ գերկարճ ազդակների անցումը ցեզիումի ատոմների գոլորշիներով երկֆոտոն քվազիռեզոնանսային փոխազդեցության պայմաններում: Առաջին անգամ դիտվել է մղման հաճախություններով «կոնական» ճառագայթում, ինչպես նաև մղման ճառագայթման սպեկտրի լայնացում երկֆոտոն $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ անցումից ապալար-քի փոքր արժեքների դեպքում:

**PASSAGE OF HIGH POWER ULTRASHORT PULSES OF
LIGHT IN CAESIUM ATOMIC VAPOR IN CASE OF
TWO-PHOTON QUASI-RESONANT INTERACTION
G. A. TOROSYAN**

The passage of intense ultrashort pulses of light through caesium atomic vapor in case of two-photon quasi-resonant interaction was studied experimentally. For the first time the "conical" emission at pump frequencies and the pump frequency broadening were observed for small detunings from two-photon transition $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$.

Изв. АН Армении, Физика, т. 26, вып. 3, с. 158—162 (1991)

УДК 541.64.536.4

**ЗАВИСИМОСТЬ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАВЛЕНИЯ
ГИБКОЦЕПНЫХ ПОЛИМЕРОВ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ
КРИСТАЛЛИЗАЦИИ**

К. А. МОВСИСЯН

Горьковский филиал ЕрПИ

Р. А. ГАСПАРЯН, А. М. ОВСЕПЯН

Ленинградский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 сентября 1990 г.)

Получена зависимость температуры плавления гибкоцепных полимеров как от температуры кристаллизации, так и от ММ. Полученная зависимость позволяет объяснить причины отклонения значения $T_{\text{пл}}^{\circ}$, найденные разными авторами при использовании метода линейной экстраполяции графической зависимости $T_{\text{пл}}$ от $T_{\text{к}}$, а также предложить экспериментальный способ определения $T_{\text{пл}}^{\circ}$.