

INVESTIGATION OF POLARIZATION EFFECTS OF CUMULATIVE PROTONS IN $\gamma A \rightarrow p X$ REACTION

R. H. AVAKYAN, I. KH. KOSAKOV, H. H. MARUKYAN, A. A. HOVHANNISYAN,
ZH. V. PETROSYAN

Measurement data on cross-section asymmetry and polarization of cumulative protons produced with the photon beam of the Erevan Synchrotron are given.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 253—260 (1990)

УДК 535.41

СПЕКТРЫ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ДЛЯ СЖАТОГО СВЕТА

Г. Ю. КРЮЧКЯН, К. В. ХЕРУНЦЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 20 марта 1990 г.)

Исследованы спектры второй гармоники поля излучения вырожденного параметрического осциллятора для двух типов (ооо) и (оое) синхронизма мод. Получены условия идентификации сжатых состояний света по этим спектрам.

1. Введение

Настоящая работа посвящена вопросам взаимодействия света в сжатом состоянии с веществом. Сжатый свет характеризуется квантовыми флуктуациями, меньшими, чем в когерентном состоянии (см. обзорные работы [1, 2]), а его генерация осуществлена в ряде оптических экспериментов [3].

В работе рассмотрены проявления свойств сжатого света, не связанные непосредственно с квантовыми флуктуациями. Исследован спектр второй гармоники для света в сжатом состоянии, который генерируется в процессе вырожденного параметрического деления в нелинейном кристалле в присутствии оптического резонатора. Этот процесс обусловлен рождением пары фотонов, вследствие чего в нелинейной среде под действием лазерного поля с частотой ω генерируются два поля с одинаковыми частотами $\omega/2$. Неклассические свойства поля излучения параметрического осциллятора широко обсуждаются в связи с различными приложениями [4—7].

2. Связь интенсивности с корреляционной функцией

Рассматриваемая система схематически изображена на рис. 1, где: ПО — вырожденный параметрический осциллятор; $M_{1,2}$ — зеркала резонатора с ширинами пропускания соответственно $\gamma_1 = 0$, $\gamma_2 = \gamma$; ГВГ — нелинейный элемент генерации второй гармоники; Ф — спектральный фильтр; Д — фотодетектор.

куумном состоянии, с учетом результатов (1), (2), (3), получаем выражение

$$N_1(\nu) = \frac{\Gamma}{\pi} \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^t dt_2 e^{(\Gamma - i\nu)(t_1 - t)} e^{(\Gamma + i\nu)(t_2 - t)} \times$$

$$\times \sum_{jklm} \lambda_{ljk}^* \lambda_{llm} \langle a_k^+(t_1) a_j^+(t_1) a_e(t_2) a_m(t_2) \rangle, \quad (4)$$

которое устанавливает связь спектра второй гармоники с корреляционной функцией поля излучения параметрического осциллятора. Усреднение в (4) идет по начальному состоянию моды с частотой $\omega/2$.

3. Эффект корреляции мод в спектре излучения

Рассмотрим случай полного вырождения, т. е. параметрической генерации двух мод с одинаковыми поляризациями. В этом случае генерация второй гармоники эффективна при условии синхронизма мод первого типа, при котором две (о) моды поляризованные для определенности по оси x приводят к возникновению (е) моды, поляризованной по оси y . При этом отличным от нуля является лишь коэффициент $\lambda_{yxx} \equiv \lambda_1$ в общей формуле (4).

Исследуется случай спонтанной параметрической генерации в режиме ниже порога, когда на входе в резонатор мода $\omega/2$ отсутствует. Поле излучения имеет гауссовскую статистику и высшие корреляционные функции факторизуются. В итоге, опуская индексы поляризаций, получаем:

$$N(\nu) = N_{(1)}(\nu) + N_{(2)}(\nu),$$

$$N_{(1)}(\nu) = \frac{\Gamma |\lambda_1|^2}{\pi} \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t dt_1 dt_2 e^{(\Gamma - i\nu)(t_1 - t)} e^{(\Gamma + i\nu)(t_2 - t)} \times$$

$$\times \langle a^+(t_1)^2 \rangle \langle a(t_2)^2 \rangle, \quad (5)$$

$$N_{(2)}(\nu) = \frac{\Gamma |\lambda_1|^2}{\pi} \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t dt_1 dt_2 e^{(\Gamma - i\nu)(t_1 - t)} e^{(\Gamma + i\nu)(t_2 - t)} \times$$

$$\times 2 \langle a^+(t_1) a(t_2) \rangle^2. \quad (6)$$

Таким образом, спектр второй гармоники представляется в виде суммы двух компонент. Как следует из дальнейших вычислений, такое разделение оправдано, т. к. при определенных условиях спектральная компонента $N_{(1)}(\nu)$ уже, чем $N_{(2)}(\nu)$. Такая ситуация наблюдалась в двух экспериментах [10, 11] по схеме рис. 1, однако, для пикосекундной импульсной накачки и с общей точки зрения, рассматривалась в работе [12].

Приведем результаты вычислений двухвременных средних для полей излучения параметрического осциллятора на выходе из резонатора, основанных на результатах работ [13, 14]:

$$\langle a^+(t_1) a(t_2) \rangle = (n e^{-\frac{1}{2}|\tau|} \operatorname{ch} \varepsilon |\tau| + |g| e^{-\frac{1}{2}|\tau|} \operatorname{sh} \varepsilon |\tau|) e^{-\frac{i\omega}{2}\tau}$$

$$\langle a(t)^2 \rangle = g e^{-i\omega t}; \quad g = -\frac{\gamma}{2\varepsilon} n e^{i\theta}, \quad (7)$$

$$n = \langle a^+ a \rangle = -\frac{\varepsilon^2 \gamma}{2\left(\frac{\gamma^2}{4} - \varepsilon^2\right)}, \quad (8)$$

n — среднее число фотонов в единицу времени, $\tau = t_1 - t_2$, γ — скорость затухания моды в резонаторе. Параметрическое взаимодействие описывается следующим гамильтонианом

$$H = -i\hbar \frac{\varepsilon}{2} c^2 e^{-i\theta + i\omega t} + \text{э. с.},$$

где c — оператор уничтожения моды $\omega/2$ внутри резонатора; ε — коэффициент связи, пропорциональный амплитуде поля накачки; θ — фаза накачки. Эти результаты справедливы в режиме ниже порога $\varepsilon < \frac{\gamma}{2}$.

Вычисления с помощью выражений (5), (6) дают:

$$N_{(1)}(\nu) = \frac{|\lambda_1|^2}{\pi} \cdot \frac{\Gamma}{(\nu - \omega)^2 + \Gamma^2} \cdot |g|^2, \quad (9)$$

$$N_{(2)}(\nu) = \frac{|\lambda_1|^2}{\pi} \left[\frac{1}{2} (n + |g|)^2 \frac{\Gamma + \gamma - 2\varepsilon}{(\nu - \omega)^2 + (\Gamma + \gamma - 2\varepsilon)^2} + \frac{1}{2} (n - |g|)^2 \frac{\Gamma + \gamma + 2\varepsilon}{(\nu - \omega)^2 + (\Gamma + \gamma + 2\varepsilon)^2} - (|g|^2 - n^2) \frac{\Gamma + \gamma}{(\nu - \omega)^2 + (\Gamma + \gamma)^2} \right]. \quad (10)$$

Компонента спектра $N_{(1)}(\nu)$ определяется коррелятором $\langle a(t)^2 \rangle$, который описывает эффект корреляции мод и, при $\Gamma \rightarrow 0$, имеет δ -образную форму. Другая компонента характеризуется спектром параметрического осциллятора.

На рис. 2 приведены результаты численных вычислений величин $N(\nu)$ — кривые (1), $N_{(1)}(\nu)$ — кривые (2), $N_{(2)}(\nu)$ — кривые (3) в зависимости от $(\nu - \omega)/\gamma$. При заданном параметре γ/Γ пиковые высоты компонент спектра зависят от отношения $2\varepsilon/\gamma$. Отношения этих высот равны

$$\frac{N_{(2)}}{N_{(1)}} \Big|_{\nu=\omega} = \frac{2\Gamma}{\Gamma + \gamma} \left(\frac{n}{|g|} \right)^2 = \frac{2\Gamma}{\Gamma + \gamma} \left(\frac{2\varepsilon}{\gamma} \right)^2, \quad \varepsilon \ll \frac{\gamma}{2},$$

$$\frac{N_{(1)}}{N_{(2)}} \Big|_{\nu=\omega} = \frac{\Gamma}{\Gamma + \gamma - 2\varepsilon} \frac{1}{2} \left(1 + \frac{n}{|g|} \right)^2, \quad \varepsilon \lesssim \frac{\gamma}{2}.$$

Как известно, поле излучения вырожденного параметрического осциллятора находится в сжатом состоянии. Это означает, что при специальном выборе фазы $\varphi = \varphi_0$ дисперсия квадратурной амплитуды $X_\varphi = \frac{1}{2} \times (a e^{-i\varphi} + a^+ e^{i\varphi})$, в форме нормального упорядочения операторов, отрицательна

$$\langle : (\Delta X_{\tau 0})^2 : \rangle = \frac{1}{2} (n - |g|) < 0.$$

Следовательно, отношение высот вблизи порога, когда сжатие велико, удовлетворяет следующему неравенству:

$$\frac{N_{(2)} |}{N_{(1)} \nu = \infty} < \frac{2\Gamma}{\Gamma + \gamma - 2\varepsilon}.$$

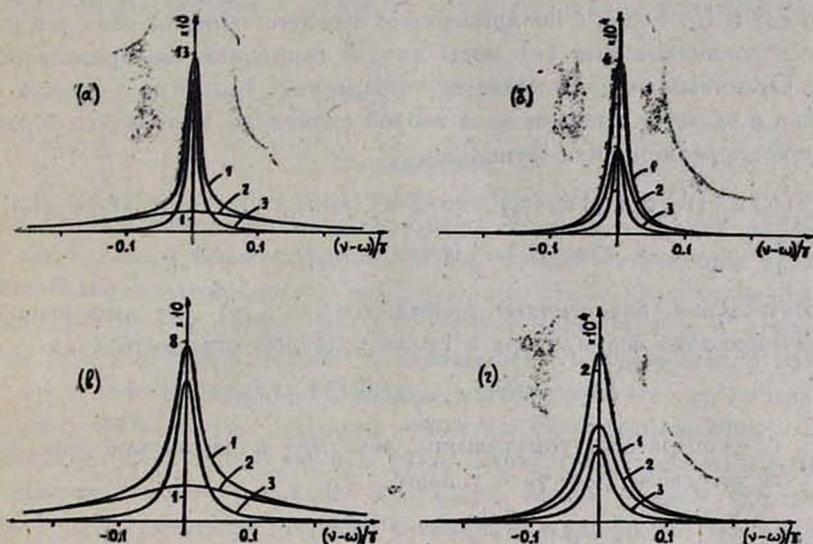


Рис. 2. Зависимость величины $N(\nu)/(\gamma|\lambda_1|^2)$ от переменной $(\nu - \omega)/\gamma$ для следующих значений параметров: (а) $\gamma/\Gamma = 100$, $2\varepsilon/\gamma = 0,88$; (б) $\gamma/\Gamma = 100$, $2\varepsilon/\gamma = 0,99$; (в) $\gamma/\Gamma = 50$, $2\varepsilon/\gamma = 0,88$; (г) $\gamma/\Gamma = 50$, $2\varepsilon/\gamma = 0,99$. Для фиксированного отношения γ/Γ с приближением к порогу высота $N_{(2)}(\nu)$ становится больше $N_{(1)}(\nu)$.

Для отношения интегральных величин

$$N_{(\alpha)} = \int_{-\infty}^{+\infty} N_{(\alpha)}(\nu) d\nu,$$

где $\alpha = 1, 2$, выполняется следующее соотношение:

$$\frac{N_{(2)}}{N_{(1)}} = \frac{2n^2}{|g|^2} < 2.$$

Отметим, что выделение из спектра $N(\nu)$ «широкой» компоненты $N_{(2)}(\nu)$ можно осуществить дополнительным измерением спектра излучения параметрического осциллятора $n(\nu)$. При $\Gamma \rightarrow 0$

$$n(\nu) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} d\tau e^{i\nu\tau} \langle a^+(t) a(t + \tau) \rangle$$

и компонента $N_{(2)}(\nu)$ выразится через $n(\nu)$ как

$$N_{(2)}(\nu) = 2|\lambda_1|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu' n(\nu') n(\nu - \nu').$$

4. Случай синхронизма второго типа

Рассмотрим параметрическое излучение двух мод со взаимноперпендикулярными поляризациями. Генерация суммарной частоты в этом случае возможна при выполнении условия синхронизма второго типа, при котором (о) и (е) моды, с поляризациями соответственно по осям x и y , приводят к возникновению (е) моды второй гармоники, поляризованной по оси y . Отличным от нуля является коэффициент $\lambda_{yyx} \equiv \lambda_2$ и среднее число фотонов в единицу времени поля второй гармоники выражается через следующую корреляционную функцию:

$$\langle a_x^+(t_1) a_y^+(t_1) a_y(t_2) a_x(t_2) \rangle = \langle a_x^+(t_1) a_x(t_2) \rangle \langle a_y^+(t_1) a_y(t_2) \rangle + \langle a_x^+(t_1) a_y^+(t_1) \rangle \langle a_y(t_2) a_x(t_2) \rangle.$$

Вычисления, аналогичные приведенным в [14] для невырожденного параметрического осциллятора с гамильтонианом взаимодействия

$$H = -i h \varepsilon' c_x c_y e^{-i\theta' + i\omega t} + \text{с. с.},$$

где c_x, c_y — операторы уничтожения двух мод в резонаторе, при равных скоростях затухания $\gamma_x = \gamma_y = \gamma$, дают

$$\begin{aligned} \langle a_x^+(t_1) a_x(t_2) \rangle &= \langle a_y^+(t_1) a_y(t_2) \rangle = \\ &= (n e^{-\frac{\gamma}{2}|t_1|} \operatorname{ch} \varepsilon' |t_1| + |g| e^{-\frac{\gamma}{2}|t_1|} \operatorname{sh} \varepsilon' |t_1|) e^{-\frac{\gamma}{2} t_2} \end{aligned} \quad (11)$$

$$\langle a_x(t)^2 \rangle = \langle a_y(t)^2 \rangle = 0, \quad (12)$$

$$\langle a_x(t) a_y(t) \rangle = g e^{-i\omega t}, \quad (13)$$

где выражения для n и g совпадают с (7), (8), в которых ε, θ заменены на ε', θ' .

Как и в предыдущем случае, спектр представляется в виде суммы двух компонент $N'_{(1)}(\nu) + N'_{(2)}(\nu)$, причем, для отношения их интегральных значений имеем

$$\frac{N'_{(2)}}{N'_{(1)}} = \frac{n^2}{|g|^2} = \left(\frac{2\varepsilon'}{\gamma} \right)^2.$$

Выражения для $N'_{(1),(2)}(\nu)$ получаются из (9), (10) заменой $\varepsilon \rightarrow \varepsilon'$ и $|\lambda_1|^2 \rightarrow |\lambda_2|^2$ для компоненты $N'_{(1)}(\nu)$ и $|\lambda_1|^2 \rightarrow \frac{1}{2} |\lambda_2|^2$ для $N'_{(2)}(\nu)$.

Отметим, что в рассматриваемом случае, из-за ортогональности векторов поляризаций двух мод a_x, a_y и равенств (11)—(13), сжатие соответствующей квадратурной амплитуды не осуществляется. Поэтому наличие «узкой» компоненты в спектре второй гармоники не всегда однознач-

но указывает на сжатие квадратурных амплитуд даже при $n < |g|$. В рассматриваемом случае ее наличие может отражать эффект подавления флуктуаций («сжатия»), другой величины — разности интенсивностей двух мод [15]. Качественно это можно проиллюстрировать следующим образом. Флуктуация величины $m = a_x^+ a_x - a_y^+ a_y$, равна

$$\langle :(\Delta m)^2: \rangle = \frac{1}{2} (n^2 - |g|^2)$$

и условие ее подавления $\langle :(\Delta m)^2: \rangle < 0$ отразится неравенством

$$\frac{N^{(2)}}{N^{(1)}} < 1.$$

5. Заключение

Полученные результаты подтверждают точку зрения, что появление узкой спектральной компоненты излучения второй гармоники является свидетельством неклассического характера статистики поля основного излучения. Для вырожденного параметрического осциллятора, в случае генерации двух мод с одинаковыми поляризациями, в подпороговой области узкий пик в спектре второй гармоники свидетельствует о подавлении флуктуаций одной из квадратурных амплитуд. При приближении к порогу параметрической генерации, при учете ширины спектрального прибора (либо ширины спектра основного излучения, теряет смысл разделение спектра второй гармоники на узкую и широкую компоненты, тем не менее, как известно [13], сжатие в этом случае максимально. В случае излучения двух мод со взаимно перпендикулярными поляризациями сжатие квадратурной амплитуды не осуществляется и появление узкого пика может отражать эффект подавления флуктуаций разности интенсивности двух сопряженных мод.

ЛИТЕРАТУРА

1. Walls D. F., Nature, 306, 141 (1983).
2. Loudon R., Knight P. L., J. Mod. Opt., 34, 709 (1987).
3. J. Opt. Soc. Am B4, (1987)—Special issue on squeezed light.
4. Wu L. A., Kimble H. J., Hall J. L., Wu H., Phys. Rev. Lett., 57, 2520 (1986).
5. Milburn G. J., Walls D. F., Phys. Rev., A27, 392 (1983).
6. Lane A. S., Reid M. D., Walls D. F., Phys. Rev., A38, 788 (1988).
7. Голубев Ю. М., Горбачев В. Н., ЖЭТФ, 95, 475 (1989).
8. Kielich S., Tanas R., Zawodny R., J. Mod. Opt., 34, 979 (1987).
9. Eberly J., Wodkiewicz K., J. Opt. Soc. Am., 67, 1252 (1977).
10. Abram I., Raj R. K., Oudar J. L., Dolique G., Phys. Rev. Lett., 57, 2516 (1986)
11. Пискаркас А., Стабинис А., Янкаускас А., Опт. и спектр., 66, 742 (1989).
12. Кулин С. Я., Опт. и спектр., 66, 733 (1989).
13. Collet M. J., Gardiner C. W., Phys. Rev., A30, 1386 (1984).
14. Collet M. J., Loudon R., Gardiner C. W., J. Mod. Opt., 34, 881 (1987).
15. Heidmann A. et al. Phys. Rev. Lett., 59, 2555 (1987).

Հետազոտված են այլասեղանիկ պարամետրիկ օսցիլյատորի երկրորդ հարմոնիկայի սպեկտրները մոդաների համաձայնության երկու (ooe) և (oee) պայմաններում: Ստացված են լույսի սեղմված վիճակների հայտնաբերման պայմանները այդ սպեկտրների միջոցով:

SPECTRA OF THE SECOND HARMONICS OF SQUEEZED LIGHT

G. YU. KRYUCHKYAN, K. V. KHERUNTSYAN

The spectra of the second harmonics of degenerate parametric oscillator radiation field were studied for (ooe) (oee) types of phase-matching conditions. The conditions for the identification of squeezed light on the basis of these spectra were obtained.

Изв. АН Армения, Физика, т. 25, вып. 5, 260—264. (1990)

УДК 531

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЫ НА ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСА ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

А. Р. МԿՐՏՉՅԱՆ, А. Р. АРАМՅԱՆ, Г. А. ГАЛЕЧՅԱՆ

Институт прикладных проблем физики АН Армения.

(Поступила в редакцию 23 января 1990 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования распространения импульса звуковой волны при разных частотах вдоль положительного столба газового разряда. Показано, что при частотах звука ниже резонансной частоты разрядной камеры амплитуда звуковой волны возрастает.

В работе [1] показано, что акустическая волна, распространяясь вдоль положительного столба тлеющего разряда, может вызвать его расслоение и глубина модуляции плазмы пропорциональна интенсивности звука.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования влияния плазмы на параметры импульса звуковой волны при ее распространении вдоль плазменного столба разряда.

Измерения были выполнены в кварцевой разрядной трубке с внутренним диаметром 60 мм и длиной 100 см. Электроды припаяны к боковым стенкам в виде боковых отростков. Расстояние между электродами 85 см. К электродам подводилось высокое электрическое напряжение, благодаря которому в трубке создавался разряд постоянного тока. Величина тока менялась в пределах от 5 до 50 мА. К одному из торцов трубки был при-