

УДК 535.1

Б. Г. Шерман

Спектр поглощения атома в интенсивном сжатом свете

(Представлено академиком АН Армении М. Л. Тер-Микаеляном 24/VII 1990)

Исследования сжатых состояний света ⁽¹⁾ привлекли внимание к спектрам излучения и поглощения атома во внешнем поле сжатого света. Рассматривались флуоресценция ⁽²⁾ и резонансная флуоресценция в сжатом вакууме ⁽³⁾, а также поглощение двухуровневь м атомом несмещающего (пробного) поля в присутствии накачки и сжатого вакуума ⁽⁴⁾. В этих работах поле накачки описывалось классически. Известно, что в случае когерентного состояния учет квантовости накачки совпадает с ее классическим описанием ⁽⁵⁾. Нами показано, что если поле накачки находится в сжатом состоянии, то спектр поглощения пробного поля изменяется и зависит от степени сжатия.

Спектр поглощения пробного поля выражается через среднее от коммутатора атомных операторов ⁽⁶⁾:

$$S(\omega') = |\lambda' E'|^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i(\omega' - \omega_0)\tau} \lim_{t \rightarrow \infty} \langle [\sigma_-(t + \tau); \sigma_+(t)] \rangle, \quad (1)$$

где ω' и E' — частота и амплитуда пробного поля, λ' — матричный элемент перехода в поле пробной волны, ω_0 — частота перехода. Используем подход, развитый в ⁽⁶⁾ на основе уравнений движения для атомных операторов в присутствии внешнего поля:

$$i\dot{\sigma}_-(t) + i\gamma\sigma_-(t) = \lambda(1 + 2i\mu(t))e^{i\Delta t}a; \quad (2a)$$

$$\dot{\mu}(t) + 2\gamma\mu(t) = \lambda e^{i\Delta t}\sigma_+(t)a - \lambda^* e^{-i\Delta t}a^+\sigma_-(t); \quad (2b)$$

где $\mu(t) = i[1 + \sigma_3(t)]/2$, λ — матричный элемент перехода в поле накачки, a , a^+ — операторы рождения и уничтожения, γ — постоянная распада, Δ — расстройка $\omega_0 - \omega$. Проинтегрируем уравнения (2) в промежутке от t до $t + \tau$, подставим выражение для $\mu(t + \tau)$ в уравнение для $\sigma_-(t + \tau)$, а затем обе части полученных уравнений умножим на $\sigma_+(t)$ справа и слева. После усреднения по начальному состоянию

системы получаем две пары связанных интегральных уравнений для «нормально» и «антинормально» упорядоченных функций:

$$\begin{aligned} g_N(t, \tau) &= \langle \sigma_+(t) \sigma_-(t+\tau) \rangle e^{-i\Delta\tau}; \\ f_N(t, \tau) &= \langle \sigma_+(t) \sigma_-(t+\tau) \rangle e^{i\Delta(\tau+t)}; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} g_A(t, \tau) &= \langle \sigma_-(t+\tau) \sigma_-(t) \rangle e^{-i\Delta\tau}; \\ f_A(t, \tau) &= \langle \sigma_+(t+\tau) \sigma_+(t) \rangle e^{i\Delta(\tau+t)}. \end{aligned} \quad (4)$$

Мы выбираем в качестве начального состояния поля сжатое состояние света (1):

$$|z; re^{i\varphi}\rangle \equiv D(z)S\langle re^{i\varphi}|0\rangle, \quad r \geq 0; \quad (5)$$

$$\langle a^2 \rangle = \langle z; re^{i\varphi} | a^2 | z; re^{i\varphi} \rangle = z^2 - e^{i\varphi} \operatorname{sh} r \operatorname{ch} r; \quad (6a)$$

$$\bar{n} = \langle z; re^{i\varphi} | a^\dagger a | z; re^{i\varphi} \rangle = |z|^2 + zb^2 r. \quad (6b)$$

Приведем одно из уравнений, связывающее $g_N(t, \tau)$ и $f_N(t, \tau)$:

$$\begin{aligned} g_N(t, \tau) &= -i\langle \mu(t) \rangle e^{-z\tau} - i\lambda \langle \sigma_+(t) a \rangle e^{i\Delta t} \int_0^\tau dt' e^{-z(\tau-t')} + \\ &+ \int_0^\tau dt' K(\tau-t') [\lambda^2 \langle a^2 \rangle f_N(t, t') - |\lambda|^2 \bar{n} g_N(t, t')], \end{aligned} \quad (7)$$

где ядро $K(t) = -2(e^{-2\gamma t} - e^{-z t})/z$; $z = \gamma + i\Delta$. Уравнение (7) получено с использованием предположения о факторизациях типа

$$\langle \sigma_+(t) a^\dagger a^\dagger \sigma_-(t+t_1) \rangle = \langle \sigma_+(t) \sigma_-(t+t_1) \rangle \langle a^\dagger a^\dagger \rangle. \quad (8)$$

Можно доказать применимость (8) и других аналогичных соотношений с помощью пренебрежения коммутаторами между атомными операторами и операторами внешнего поля a^\dagger, a .

Уравнения для $g_N(t, \tau)$ и $f_N(t, \tau)$ после перехода к пределу $t \rightarrow \infty$ решаются при помощи преобразования Лапласа. Из уравнения (1) вытекает, что спектр поглощения пробного поля ω' можно выразить через преобразования Лапласа от функций $g_{A,N}(\infty, \tau)$:

$$S(\omega') = 2|\lambda' E'|^2 \operatorname{Re} [G_A(i(\omega' - \omega)) - G_N(i(\omega' - \omega))]. \quad (9)$$

Разрешая уравнения относительно $G_A(p)$ и $G_N(p)$ и подставляя в уравнение для $S(\omega')$, получаем

$$S(\omega') = \frac{4|\lambda' E'|^2}{2|z|^2 + \Omega_+^2 + \Omega_-^2} \operatorname{Re} \frac{R(i(\omega' - \omega))}{Q(i(\omega' - \omega))}, \quad (10)$$

где $R(p)$ и $Q(p)$ есть многочлены вида

$$Q(\rho) = (\rho + 2\gamma) |(\rho + 2\gamma)(\rho + z)(\rho + z^*) + (\rho + \gamma)(\Omega_+^2 + \Omega_-^2)| + \Omega_+^2 \Omega_-^2; \quad (11a)$$

$$R(\rho) = (\rho + 2\gamma) |(\rho + 2\gamma)(\rho + z^*)|z|^2 - z\rho(\Omega_+^2 + \Omega_-^2)/2| + z\Omega_+^2 \Omega_-^2; \quad (11b)$$

$$\Omega_{\pm}^2 = 2|z|^2 |n_{\pm} - \langle a^2 \rangle|.$$

Частоты Раби Ω_{\pm}^2 зависят от фаз Ψ и $\arg(a)$ (формула (6)). Т. е. спектр поглощения пробного поля в присутствии сжатой накачки зависит от фазы сжатого света. На рисунке приведен вид $S(\omega')$ при $\Delta=0$. Из рисунка следует, что при сжатой накачке увеличивается амплитуда стимулированного излучения (область отрицательных значений $S(\omega')$), а также возрастает поглощение на частоте внешнего поля ω . Когда Ω_-^2 становится малым по сравнению с γ^2 (случай малого сжатия), мы приходим к выражению для когерентного поля (5). Таким образом, спектр поглощения может стать важным источником информации о сжатом свете.

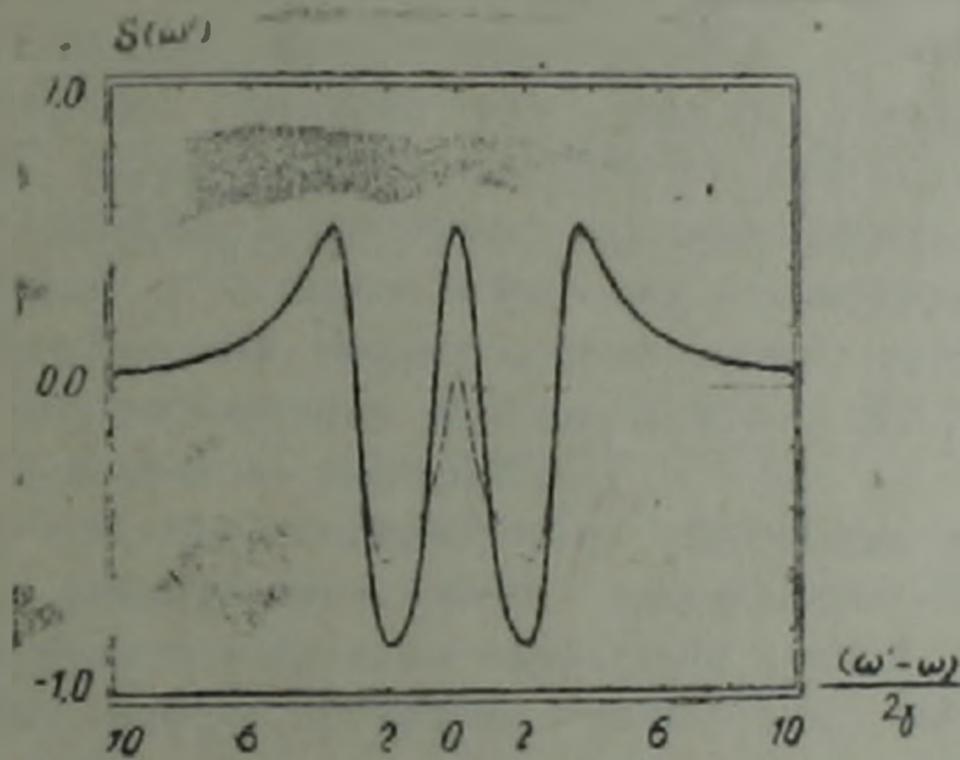


Рис. 1. Спектр поглощения пробного поля атомом в присутствии сжатой накачки (сплошная линия) при $\Delta=0$; $\Omega_+^2=34,0\gamma^2$; $\Omega_-^2=2,0\gamma^2$ и при когерентной накачке с $\Omega^2 = \Omega_+^2 + \Omega_-^2$ (·) (пунктирная линия)

Автор благодарит академика М. Л. Тер-Микаеляна, А. Д. Газаряна, а также участников теоретического семинара ИФИ АН АрмССР за обсуждение результатов и ценные замечания по содержанию работы.

Институт физических исследований
Академии наук Армении

Բ. Վ. ԵՆՐՄԱՆ

Անոսմի կլանման ուպեկտրը ինտենսիվ սեղմված լույսի դաշտում

Իրտարկված է թույլ դաշտի կլանումը երկմակարդականի ատոմի կողմից սեղմված վիճակում ինտենսիվ դաշտի առկայությամբ: Ստացված է արտա-

հայտնություն կլանման սպեկտրի համար և ցույց է տրված, որ կլանման սպեկտրի ձևը էապես կախված է ինտենսիվ դաշտի փուլից և սեղման աստիճանից:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ D. F. Walls, Nature, v. 306, p. 141 (1983). ² C. W. Gardiner, Phys. Rev. Lett., v. 56, p. 1917 (1986). ³ H. J. Carmichael, A. S. Lane, D. F. Walls, J. Mod. Opt., v. 34, p. 821 (1987). ⁴ S. An, M. Sargent, D. F. Walls, Opt. Comm., v. 67, p. 373 (1988). ⁵ B. R. Mollow, Phys. Rev. A., v. 5, p. 1522 (1972). ⁶ H. J. Kimble, L. Mandel, Phys. Rev. A., v. 13, p. 2123 (1976).