ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
LXX 1980 1

УДК—621.373.826

ФИЗИКА

А. О. Меликян, С. Г. Саакян

Временная структура резонансно генерированных импульсов третьей гармоники

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 15/X 1979)

Авторами ранее была разработана точная теория резонансной генерации третьей гармоники (ТГ) в газах при накачке адиабатическими импульсами ([1,2]). Было показано, что укороченные уравнения распространения для медленных амплитуд напряженностей полей имеют вид:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial ct}\right)E_1(x,t)=-i\,\frac{2\pi\hbar\omega N}{c}\,\frac{\partial\nu_1}{\partial E_1^*};$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial ct}\right)E_3(x,t)=-i\,\frac{6\pi\hbar\omega N}{c}\,\frac{\partial\nu_1}{\partial E_3^*},\tag{1}$$

где N— плотность числа атомов (молекул), ω—частота накачки, а ν_1—квазиэнергия основного состояния атома. Были исследованы стационарные решения системы уравнений (1).

В настоящей работе мы исследуем влияние эффектов когерентного насыщения на временную форму импульса ТГ, генерированного адиабатическим импульсом накачки. Произведем замену переменных $\xi=t-\dfrac{x}{c}$, $\eta=x$ и введем $E_1(\xi,\eta)=(I_1(\xi,\eta))^{1/2}\exp\{i\varphi_1(\xi,\eta)\}$ и $E_3(\xi,\eta)=(I_3(\xi,\eta))^{1/2}\exp\{i\varphi_3(\xi,\eta)\}$; тогда из ([1]) имеем:

$$\frac{\partial I_1}{\partial\eta}=\frac{2\pi\hbar\omega N}{c}\,\frac{\partial\nu_1}{\partial\varphi_1},\quad \frac{\partial\varphi_1}{\partial\eta}=-\frac{2\pi\hbar\omega N}{c}\,\frac{\partial\nu_1}{\partial I_1};$$

$$\frac{\partial I_3}{\partial\eta}=\frac{6\pi\hbar\omega N}{c}\,\frac{\partial\nu_1}{\partial\varphi_3},\quad \frac{\partial\varphi_3}{\partial\eta}=-\frac{6\pi\hbar\omega N}{c}\,\frac{\partial\nu_1}{\partial I_3}.\tag{2}$$

Система уравнений (2) совпадает с аналогичной системой (8) работы ([1]), с той лишь разницей, что величины I_n и ν_1 зависят от локального времени ξ как от параметра. Следовательно, интегрировать уравнения ([2]) по τ_1 можно точно так же, как и в работе ([1]). При этом получаем, что величины $I_1 + I_2$ и λ_1 являются интегралами движения (по τ_1), т. е. $\partial(I_1 + I_2)/\partial\tau_1 = 0$, $\partial\lambda_1/\partial\tau_1 = 0$, и определяются из граничных условий при $\tau_1 = 0$. Если временная форма импульса накачки на входе задается функцией $I_0(t)$, то $I_1(\xi, \tau_1) + I_2(\xi, \tau_1) = I_0(\xi)$, а $\lambda_1(\xi)$ определяется из уравнения (10) работы ([1]), в котором $I_0 = I_0(\xi)$. Уравнение распространения ТГ будет иметь следующий вид:

$$\frac{ds(\xi, \tau_1)}{\tau_1} = \pm \frac{12\pi N\omega d_{12}d_{23}d_{34}d_{14}I_0(\xi)}{\hbar^3 c n_2 \varepsilon_3 \varepsilon_4} \times$$

$$\times \frac{\sqrt{s[(1-s)^2 - (\alpha s + \beta)^2 s]}}{\delta + \gamma s}, \tag{3}$$

где $s(\xi, \tau_1) = I_2(\xi, \tau_1)/I_0(\xi)$, а величины α, β, γ и δ определяются формулами (14)–(17) работы ([1]), в которых подставлены $I_0 = I_0(\xi)$ и $\lambda_1 = \lambda_1(\xi)$.

Физически тот факт, что локальное время ξ входит в уравнение распространения ТГ как параметр, означает, что если разбить импульс накачки на малые временные интервалы, в которых амплитуду напряженности можно считать постоянной, то каждый из этих участков генерирует ТГ независимо от остальных. Уравнение (3) описывает периодическую по координате передачу мощности из импульса накачки в ТГ и обратно. При малых интенсивностях накачки или больших расстройках резонанса из (3) получаем известный результат ([1, 3])

$$I_2(\xi, \tau_1) \sim I_0^3(\xi)\left(\frac{\sin\frac{\Delta k \tau_1}{2}}{\Delta k}\right)^2.$$

В этом случае период перекачки не зависит от интенсивности накачки и формой импульса ТГ является возведенная в куб форма импульса накачки. Иной будет ситуация в резонансных условиях, когда период зависит от интенсивности. Тогда каждый участок импульса накачки перекачивается в генерированную им ТГ со своим периодом. Это приводит к тому, что форма импульса ТГ в произвольной точке L будет иметь пичковую структуру. Действительно, если длина L является целой кратной периода, соответствующего интенсивности накачки $I_0(t_r)$, то в моменты локального времени $\xi_r = t_r$ интенсивность ТГ будет обращаться в нуль. Напомним, что для ТГ мы выбрали нулевые граничные условия.

Покажем это на примере предельного случая малых расстроек резонанса или большой интенсивности накачки, когда существенны эффекты когерентного насыщения. Возьмем симметричный импульс накачки, достигающий максимума I_{0m} при $t = 0$. Величина α является характерным временем изменения интенсивности накачки. Допустим, что расстройки резонанса малы так, что условие $\hbar^2\gamma_l^2 \ll I_0\left(\frac{t}{\tau}\right)D^2$, где $D^2 = d_{12}^2 + d_{23}^2 + d_{34}^2$, нарушается только при $t \gg \tau$. Если при этом выполняется соотношение $d_{11} \gg d_{12}, d_{23}, d_{34}$, то решение уравнения (3) имеет вид ([1])

$$I_3(\xi, l) = AI_0(\xi)\sin^2\left(\frac{I_{0m}^{1/2}}{I_0^{1/2}(\xi)}\,\frac{l}{L}\right), \tag{4}$$

где постоянные A и L определяются из выражения (29) работы ([1]). Легко видеть, что $\partial I_3(\xi, l)/\partial\xi$ обращается в нуль при $\xi = 0$, а также в двух последовательностях значений локального времени $\xi = \xi_r$ и $\xi = \xi_p$, определяемых из условий:

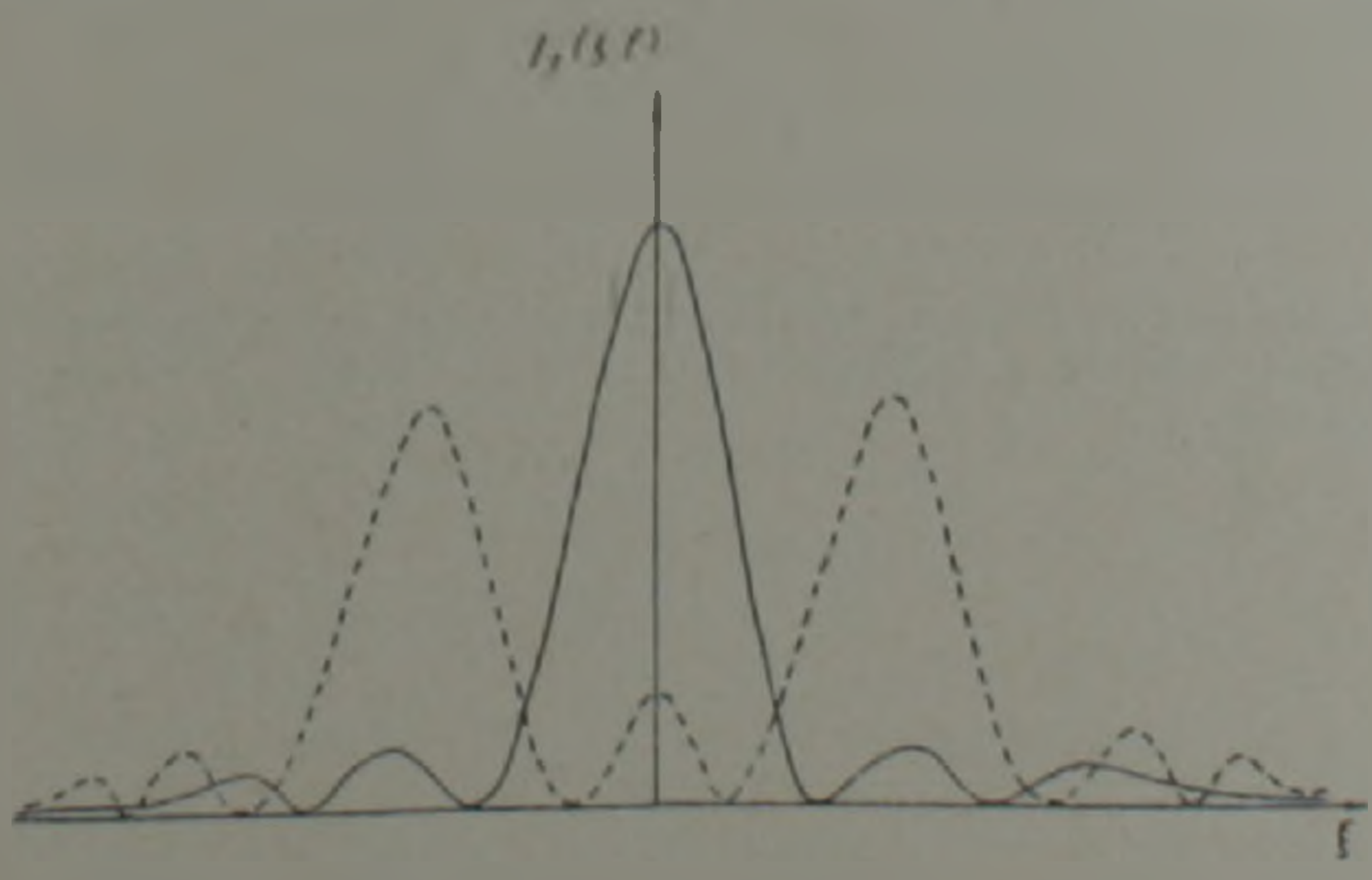
$$I_0(\xi_r) = I_{0m}\left(\frac{l}{L}\right)^2 \frac{1}{4r^2}\,(r = \pm 1, \pm 2, \pm 3\ldots); \tag{5}$$

$$tg\left(\frac{I_{0m}^{1/2}}{I_0^{1/2}(\xi_p)}\,\frac{l}{L}\right) = \frac{I_{0m}^{1/2}}{I_0^{1/2}(\xi_p)}\,\frac{l}{L}\,(p = \pm 1, \pm 2, \pm 3\ldots). \tag{6}$$

Из (4) и (5) следует, что интенсивность ТГ обращается в нуль при $\xi = \xi_r$, а при $\xi = 0$ и $\xi = \xi_p$ имеют место локальные максимумы. Для отношения интенсивности центрального пика ($\xi = 0$) к интенсивности пика при $\xi = \xi_p$ из (4) и (6) получаем

$$\frac{I_3(0, l)}{I_3(\xi_p, l)} = (1 + u_p^2)\left(\frac{L}{l}\right)^2 \sin^2\left(\frac{l}{L}\right). \tag{7}$$

где u_p — корень уравнения $tg\,u = u$ $(u \neq 0)$. Из уравнения (7) следует что интенсивности пиков убывают с ростом номера p. На рисунке



изображены примерные формы импульсов ТГ для двух случаев соотношений длин l и L. При $l \ll L$ наибольшей является высота центрального пика, а при $l \gg L$ наибольшими являются первые сателлиты ($p = \pm 1$). Интенсивность центрального пика осциллирует с l, обращаясь в нуль при $l = 2\pi n L$.

Таким образом, зависимость периода перекачки мощности от интенсивности является новым механизмом, приводящим к пичковости временной формы импульса ТГ, даже при накачке гладкими адиабатическими импульсами.

Авторы благодарят чл.-корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляна за обсуждение результатов.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Ա. Հ. ՄԵԼԻՔՅԱՆ, Ս. Հ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Ռեզոնանսային պայմաններում գեներացված երրորդ հարմոնիկի իմպուլսների ժամանակային կառուցվածքը

Հետազոտված է հարթ ադիաբատիկ մղման իմպուլսներով գեներացված երրորդ հարմոնիկի իմպուլսների ժամանակային կառուցվածքը։ Ցույց է տրված, որ մղման իմպուլսի փոքր հզորության և կամ նրա հաճախականության ռեզոնանսից հեռու լինելու դեպքում, երրորդ հարմոնիկի իմպուլսը նույնպես հարթ է և ունի մղման իմպուլսի խորանարդի ձև։ Մղման իմպուլսի մեծ հզորության և կամ նրա հաճախականության ռեզոնանսին մոտ լինելու դեպքում ի հայտ են գալիս կոհերենտ հագեցման էֆեկտները։ Դրանք բերում են իմպուլսների միջև հզորության փոխադարձ փոխանցման տարածական պարբերության մղման իմպուլսի հզորությունից կախված լինելուն։ Ցույց է տրված, որ այդ հանգամանքը հանդիսանում է որակապես նոր մեխանիզմ, որը բերում է երրորդ հարմոնիկի իմպուլսների ժամանակային մոդուլացմանը, նույնիսկ հարթ մղման իմպուլսների դեպքում։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *А. О. Меликян, С. Г. Саакян*, ЖЭТФ, 76, 1530 (1979). [2] *А. О. Меликян, С. Г. Саакян*, Препринт ИФИ-78-79, Аштарак, 1979. [3] *Н. Бломберген*, Нелинейная оптика, «Мир», М., 1966.