

О ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ СУБПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ КОМБИНАЦИОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ

В.Н.Луговой, А.М.Прохоров, В.Н.Стрельцов

В настоящей работе рассмотрены особенности явления вынужденного комбинационного излучения (ВКИ) в газе, заполняющем оптический резонатор, образованный слегка прозрачными зеркалами. При этом предполагается, что резонатор возбуждается внешним продольным монохроматическим лучом заданной интенсивности. Предполагается также, что зеркала резонатора обладают хорошим отражением не только при частоте падающего луча, но и при первой, второй и т. д. с токовых частотах.

Стационарные режимы световых колебаний в подобном резонаторе, заполненном жидкостью или твердым телом, активными в комбинационном спектре, были рассмотрены в работах [1, 2]. Особенность таких режимов состоит в том, что различные стоковые компоненты ВКИ взаимодействуют только благодаря двухфотонным переходам; параметрическое взаимодействие этих компонент отсутствует из-за достаточно большой для жидкостей и твердых тел дисперсии показателя преломления. Соответственно фазы колебаний различных стоковых компонент в стационарном режиме оказываются произвольными и тем самым не связаны между собой.

В то же время дисперсия показателя преломления газов достаточно мала. Поэтому при ВКИ в газе в описанных условиях между различными стоксовыми компонентами будет сильное параметрическое взаимодействие. Ниже выяснено, что в этом случае фазы световых колебаний на различных стоксовых частотах будут определенным образом связаны между собой, так что полное выходное излучение из резонатора будет представлять последовательность сверхкоротких импульсов с временным интервалом между импульсами $T = 2\pi/\omega_0$, где ω_0 — разность частот между соседними стоксовыми компонентами. Длительность отдельного импульса τ будет порядка T/N , где N — полное число генерируемых стоксовых компонент. Благодаря тому, что типичные значения ω_0 составляют $100 - 1000 \text{ см}^{-1}$, то например, при $N \geq 10$ оказываются достижимыми длительности импульсов $\tau \leq 3 \cdot 10^{-14} - 3 \cdot 10^{-15} \text{ сек}$.

Рассмотрим систему уравнений, описывающих явление вынужденного комбинационного излучения в указанных выше условиях. При этом сразу предположим, что частота внешнего возбуждающего луча совпадает с одной из собственных частот, отвечающих аксиальным типам колебаний резонатора, и что частота ω_0 рассматриваемого перехода вещества кратна интервалу $\Delta\omega_{\text{акс}}$ между соседними собственными частотами. В этом случае в отсутствие дисперсии показателя преломления вещества комплексные амплитуды Y_q колебаний различных компонент поля в резонаторе в стационарном режиме будут удовлетворять системе алгебраических уравнений следующего вида [1]:

$$(|Y_{q+1}|^2 - |Y_{q-1}|^2 - \beta_q) Y_q + \left(\sum_{\ell} Y_{\ell} Y_{\ell+1}^* \right) Y_{q+1} - \left(\sum_{\ell} Y_{\ell+1} Y_{\ell}^* \right) Y_{q-1} + f \delta_{q0} = 0, \quad (1)$$

где вещественное положительное число β_q определяется отношением линейных потерь в резонаторе на частоте q -ой компоненты поля к вероятности рассматриваемого двухфотонного перехода; комплексное число $f = |f| e^{i\psi_0}$ пропорционально комплексной амплитуде колебаний поля во внешнем возбуждающем луче; значение $q = 0$ соответствует компоненте с частотой этого луча; значения $q = -1, -2, \dots$ соответствуют первой, второй и т. д. стоксовым компонентам (для простоты мы предполагаем, что на антистоксовых частотах коэффициенты отражения зеркал невелики, поэтому в (1) при $q > 0$ надо положить $Y_q = 0$). Таким образом задача о стационарных колебаниях поля в резонаторе сводится к решению системы (1).

В общем случае, получить полное решение этой системы довольно трудно. В то же время оказывается возможным исследовать соотношение фаз величин $Y_q = |Y_q| e^{i\phi_q}$. Для этого можно использовать следующие соотношения, вытекающие из системы (1):

$$\begin{aligned} (\beta_0 + |Y_{-1}|^2) Y_0 + D^* Y_{-1} &= f, & D &= \sum_{\ell} Y_{\ell} Y_{\ell+1}^* \\ Y_q Y_{q+1}^* + Y_q^* Y_{q-1} + D \eta_q &= 0, & (q = -1, -2, \dots), \\ (2 + \sum_{q \leq -1} \eta_q) D &= Y_0 Y_{-1}, & \eta_q &= \frac{|Y_{q+1}|^2 - |Y_{q-1}|^2}{|Y_{q+1}|^2 - |Y_{q-1}|^2 - \beta_q}. \end{aligned} \quad (2)$$

В отсутствие параметрического взаимодействия выполнено равенство [2]: $2(|Y_{q+1}|^2 - |Y_{q-1}|^2) - \beta_q = 0$ при всех $q \leq -1$, из которого, в свою очередь, следует два таких неравенства: $|Y_{q+1}|^2 - |Y_{q-1}|^2 > 0$ и $|Y_{q+1}|^2 - |Y_{q-1}|^2 - \beta_q < 0$. Естественно предположить, что эти неравенства останутся справедливыми (при всех $q \leq -1$) и в присутствии параметрического взаимодействия. Учитывая это с помощью (2) легко убедиться, что фазы ϕ_q колебаний различных компонент поля связаны между собой следующим образом

$$\phi_q = \phi_0 + |q| (\phi_{-1} - \phi_0) \quad (3)$$

причем $\phi_0 = \psi_0$; ϕ_{-1} — произвольно. Соотношение (3) означает синхронизацию компонент ВКИ, при которой полное выходное излучение из резонатора представляет собой периодическую последовательность сверхкоротких импульсов с произвольной начальной фазой этой последовательности, определяемой значением $\phi_{-1} - \phi_0$. Заметим также, что если в присутствии параметрического взаимодействия использованные выше неравенства не выполняются, то в силу (2) соотношение фаз принимает такой вид $\phi_q = \phi_0 + |q| (\phi_{-1} - \phi_0) + m_q \pi$ (m_q — определенное целое число). Оно означает разбиение всей совокупности компонент ВКИ на две группы, в каждой из которых выполняются соотношения фаз типа (3).

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 ноября 1969г.

Литература

- [1] В.Н.Луговой. Оптика и спектроскопия, 27, №4 1969.
[2] В.Н.Луговой. Оптика и спектроскопия, 27, №5, 1969.
-