СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АНСАМБЛЯ РАССЕИВАЮЩИХ ЧАСТИЦ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ

В.С.Летохов

1. Известные квантовые генераторы представляют собой оптически однородную среду с отрицательным поглощением и конфигурацию элементов, возвращающих часть излучения обратно в среду для осуществления обратной связи. Если возвращение излучения осуществляется с помощью системы зеркал типа резонатора Фабри-Перо [1], то обратная связь является резонансной, а если же с помощью обратного рассеяния,

то обратная связь является нерезонансной [2]. В [3] рассматривался случай генерации, когда обратная связь осуществляется рассеивающими частицами, распределенными в активной среде, но и здесь среда с отрицательным поглощением является "оптически" однородной, поскольку длина свободного пробега кванта за счет рассеяния гораздо больше размеров генератора.

Цель данного письма – показать возможность **генерации** света совокупностью рассеивающих частиц с отрицательным поглощением в случае, когда длина свободного пробега фотона за счет рассеяния гораздо меньше размеров системы, т.е. когда движение фотонов является **диффузионным**. Ниже найден порог генерации и ширина линии излучения такого генератора, причем условие порога оказывается аналогичным условию критичности размножения нейтронов в гомогенном ядерном реакторе без отражателя. При выполнении порогового условия такой генератор испускает во всех направлениях излучение с чрезвычайно узким спектром.

2. Рассмотрим ансамбль одинаковых рассеивающих частиц с плотностью N_0, обладающих отрицательным поглощением. Пусть средняя длина свободного пробега фотона за счет рассеяния равна $\Lambda_s = 1/N_0 Q_s$, где Q_s – сечение рассеяния, а сечение отрицательного поглощения на рассеивающей частице равно $Q_a(\omega)$, где зависимость Q_a от частоты фотона связана с резонансным характером отрицательного поглощения. Будем считать, что размеры среды $R \gg \Lambda_s \gg \lambda$. Тогда изменение плотности фотонов можно описывать в диффузионном приближении:

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \Phi}{\partial t} = D\Delta\Phi + N_0 Q_a(\omega)\,\Phi, \qquad (1)$$

где c – скорость света, $D \simeq \Lambda_s / 3(1-\bar{\mu})$ – коэффициент диффузии, а $\bar{\mu}$ – средний косинус угла рассеяния. Как видно, это уравнение аналогично уравнению диффузии моноэнергетических нейтронов в однородной среде (см. [4]).

Общее решение (I) имеет вид:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \sum_n a_n \Psi_n(\mathbf{r}) \exp[-(D\beta_n^2 - N_0 Q_a)\, c t, \qquad (2)$$

где $\Psi_n(\mathbf{r})$ и B_n – собственные функции и собственные значения уравнения (1) при $\partial\Phi/\partial t \equiv 0$, a_n – произвольные постоянные, определяемые начальным распределением $\Phi(\mathbf{r}, t)$ при $t = 0$.

Из (2) следует условие порога

$$DB^2 - N_0 Q_a(\omega) = 0, \qquad (3)$$

где B – наименьшее собственное значение B_n (обычно $B = B_1$). Величина B определяется геометрией среды и, например, в случае сферического распределения $B = \pi/R$, где R – радиус среды [4].

Сечения Q_s и $Q_a(\omega)$ определяются геометрией рассеивающих частиц, диэлектрической проницаемостью ϵ_0 и коэффициентом отрицательного поглощения на единицу длины $\alpha(\omega)$ вещества частиц. Например, для сферических частиц радиуса a в двух предельных случаях величины ka имеем [5] :

$$Q_s = \frac{8}{3}(ka)^4\left(\frac{\epsilon_0 - 1}{\epsilon_0 + 2}\right)^2 G, \quad Q_a = \frac{4}{\epsilon_0 + 2}\, a\,\alpha(\omega)\; G, \quad ka \ll 1 \qquad (4')$$

$$Q_s \simeq G, \qquad Q_a \simeq 2\eta a\alpha(\omega) G, \qquad ka \gg 1, \qquad (4'')$$

где $G = \pi a^2$ – геометрическое сечение, η – средний коэффициент пропускания на границе частицы, $\bar{\mu} \simeq 0$. Выражения (3–4) определяют пороговый (критический) размер ансамбля частиц $\pi/B_{пор}$:

$$\frac{\pi}{B_{пор}} = \frac{9^3}{(ka)^2}\left(\frac{\epsilon_0 + 2}{\epsilon_0 - 1}\right)\sqrt{\frac{2a(\epsilon_0 + 2)}{\alpha(\omega)}}, \quad ka \ll 1, \qquad (5')$$

$$\frac{\pi}{B_{пор}} \simeq 9^3\sqrt{\frac{32a}{3\eta\alpha(\omega)}}, \quad ka \gg 1, \qquad (5'')$$

где $g = N_0^{-1/3}/2a$ – отношение среднего расстояния между частицами к их диаметру. В случае, например, сферического распределения частиц рубина с радиусом $a = 2\cdot 10^{-4}$ *см* ($\lambda = 7\cdot 10^{-5}$ *см*), $\eta \simeq 1$ с $g \simeq 2$ и усилением в максимуме $\alpha(\omega_0) \simeq 1$ *см*$^{-1}$ (при 77°K) критический радиус области $R_{пор} = \pi/B_{пор}$, согласно (5″), $R_{пор} \simeq 3{,}7$ *мм*.

3. После достижения порога из-за зависимости сечения отрицательного поглощения $Q_a(\omega)$ от частоты происходит сужение спектра излучения. Из (2) следует, что если $Q_a(\omega) = Q_0/\{1 + [\eta|(\omega - \omega_0)/\Delta\omega_0|]^2\}$ сужение спектра происходит по закону $\Delta\omega(t) \simeq \Delta\omega_0/\sqrt{Q_0 N_0 c t}$. Сужение спектра происходит вплоть до предельной ширины, определяемой флуктуациями. Если при каждом акте рассеяния происходит случайный сдвиг частоты на среднюю величину $\delta\omega \ll \Delta\omega_0$ (например из-за случайного движения рассеивающих частиц), то предельную ширину спектра можно найти с помощью уравнения диффузии фотонов по частоте. В результате, в стационарном случае форма линии излучения $\Phi_0(\omega)$ определяется выражением:

$$\Phi_0(\omega) = A\exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{\Delta\omega_0\,\delta\omega}\sqrt{2\frac{Q_0}{Q_s}}\right], \qquad (6)$$

где A – нормировочная константа. Ширина линии генерации может быть на несколько порядков меньше ширины линии усиления $\Delta\omega_0$ и достигать значений менее 1 *кгц*.

4. Квантовый генератор в виде совокупности одновременно рассеивающих и усиливающих частиц является разновидностью квантового генератора с нерезонансной обратной связью. Излучение его пространст-

венно некогерентно и в этом смысле подобно излучению "черного тела." Но в отличие от тепловых и люминисцентных источников типа "черного тела", излучение является монохроматическим.

Единственным резонансным элементом в описанном генераторе является активная среда. Поэтому частота генерации не зависит от размеров генератора, и ее стабильность определяется статичностью частоты атомного резонанса. Генератор такого типа может найти применение в качестве высокостабильного оптического стандарта частоты. Другое возможное применение – исследование лазерного действия в веществах, которые не удается приготовить в виде однородных кристаллов больших размеров (порошки).

Автор глубоко благодарен Н.Г.Басову за поддержку настоящей работы.

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

Поступило в редакцию
10 февраля 1967 г.

Литература

[1] А.М.Прохоров. ЖЭТФ, **34**, 1658, 1958. A.L.Shawlow, C.H.Townes. Phys. Rev., **112**, 1940, 1958.
[2] Р.В.Амбарцумян, Н.Г.Басов, П.Г.Крюков, В.С.Летохов. Письма ЖЭТФ, **3**, 261, 1966; ЖЭТФ, **51**, 724, 1966.
[3] В.С.Летохов. Письма ЖЭТФ, **4**, 477, 1966.
[4] А.Вейнберг, Е.Вигнер. Физическая теория ядерных реакторов. ИИЛ, 1961.
[5] Г.Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. ИИЛ, 1961.