

РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ РУБИНОВОГО ГЕНЕРАТОРА НА БОЛЬШИЕ УГЛЫ

А.П. Ведума, Б.П. Кирсанов

Излучение генератора с импульсной добротностью фокусировалось цилиндрической линзой в кювету с жидкостью. После преодоления некоторого четко выраженного порога в среде возбуждался интенсивный световой пучок, направленный вдоль фокальной линии линзы перпендикулярно основному пучку.

Рассеяние наблюдалось в бензоле, ацетоне, толуоле, нитробензоле и о-ксилоле с примерно одинаковым порогом порядка $(5-6) \cdot 10^8 \text{ см}^2/\text{см}^2$ (в области фокуса), а также в воде с порогом, несколько большим. По-перечное сечение исходного пучка в фокусе имело размеры порядка $0,1 \times 1 \text{ см}$. Поляризация излучения была перпендикулярна фокальной линии. В рассеянии она сохранялась. Резонатор для рассеянного излучения отсутствовал.

Спектр рассеяния в ацетоне и бензоле показан на рис.1 (см. вклейку). Он состоит из нескольких стоксовых и антистоксовых компонент, которые отождествляются с линиями комбинационного рассеяния: 992 см^{-1} для бензола и 2962 см^{-1} для ацетона. Кроме этого, наблюдается также несмещенная компонента 14400 см^{-1} , которая наиболее интенсивна. Общая интенсивность рассеянного излучения была не менее 10% от исходной. Количество компонент возрастало с увеличением интенсивности исходного пучка. В угловом распределении между ними наблюдалась некоторая корреляция. К сожалению, точных измерений выполнить не удалось из-за широких угловых диаграмм рассеяния.

Распределение излучения несмещенной компоненты в ближней и дальней зонах в ацетоне показано на рис.2 (см. вклейку). Угловая диаграмма рассеяния связана с направлением фокальной линии (90° на рис.2) и в плоскости рассеяния симметрична относительно него. С увеличением интенсивности она расширялась вплоть до 15° . Наблюдаемая в угловом распределении тонкая структура обусловлена, по-видимому, интерференцией.

Спектральная структура несмещенной компоненты рассеяния исследовалась с помощью эталона Фабри-Перо (рис.3, см. вклейку). Для сравнения в эталон направлялся также прошедший сквозь кювету пучок ос-

новного излучения, который во избежание смешения с рассеянным на выходе эталона ограничивался по углам щелевой диафрагмой. Получаемые интерферограммы представляют собой аналогичные рис.2 угловые распределения, на которые наложены интерференционные кольца эталона.

Анализ результатов показал, что при рассеянии на 90° дополнительного частотного сдвига в пределах ширины линии не происходит. Наблюдаемые в рассеянии частотные компоненты являются 180-градусными компонентами Мандельштама – Бриллюэна, которые присутствуют в спектре основного излучения, прошедшего сквозь кювету. Аналогичные результаты были получены также в работе [1]. Однако нами было замечено, что в рассеянии основная частота генератора, как правило, отсутствует или менее интенсивна, хотя в исходном пучке интенсивность ее наибольшая. Это противоречит тепловому механизму рассеяния. Кроме этого, наблюдаемый у нас порог рассеяния существенно меньше, чем в [1].

Мы предполагаем, что наблюдаемый эффект обусловлен четырехфотонным параметрическим рассеянием. Вырожденный случай такого рассеяния, когда две бегущие в одном направлении сильные волны взаимодействуют с двумя слабыми волнами той же частоты, распространяющимися под некоторым углом, уже исследовался теоретически в [2] и экспериментально в [3]. Оптимальный угол при таком взаимодействии около 2° . Однако если рассматривать две сильные встречные волны, то оказывается, что при достаточной интенсивности энергия этих волн может эффективно перекачиваться в две слабые встречные волны той же частоты, распространяющиеся под любым углом к исходным. На векторной диаграмме такой случай взаимодействия можно представить замкнутым равносторонним четырехугольником волновых векторов. Условия пространственно-временного синхронизма выполняются здесь автоматически в любой точке среды. В нашем эксперименте такие встречные волны имеются, но не на основной частоте генератора, а на частотах стоксовых компонент рассеяния Мандельштама – Бриллюэна. Волны, рассеянные гиперзвуковой волной на 180° , проходят через генератор и возвращаются в область взаимодействия. Это может объяснить тот факт, что основная частота генератора в рассеянии на 90° отсутствует. Направление рассеяния задано в данном случае формой области максимального поля. Накопление взаимодействия будет наибольшим вдоль фокальной линии цилиндрической линзы.

Теоретический анализ уравнений Максвелла с учетом нелинейных членов, ответственных за указанный эффект, показал, что система имеет порог, который определяется из выражения

$$2\pi\omega \chi_3^{1111} |E|^2 \geq ac,$$

и критическую длину взаимодействия

$$l = \frac{\pi c}{2(2\pi\omega \chi_3^{1111} |E|^2 - ac)},$$

на которой амплитуда стационарного решения неограниченно возрастает независимо от величины затравочной амплитуды. Здесь E – напряженность сильного поля, x_3^{III} – действительная часть компоненты тензора нелинейной восприимчивости [4], a – амплитудный коэффициент поглощения, ω – угловая частота. В наших условиях пороговая плотность потока излучения равна примерно $3 \cdot 10^7 \text{ ет/см}^2$, а имеющаяся в эксперименте длина становится критической при потоке $\geq 5 \cdot 10^9 \text{ ет/см}^2$.

Теоретически мы рассматривали также более общий случай четырех-фотонного взаимодействия, когда частоты рассеянных волн разные, а исходные две волны с частотой ω распространяются под углом друг к другу. Анализ соответствующих уравнений показал, что при выполнении условий пространственно-временного синхронизма ($\omega_1 + \omega_2 = 2\omega$; $\sum k_i = 0$) порог рассеяния по порядку величины такой же, как и в вырожденном случае. По-видимому, можно надеяться, что такой механизм рассеяния удастся применить для создания параметрических усилителей и генераторов, допускающих перестройку в широких пределах. Имеющаяся в реальных изотропных средах дисперсия позволяет удовлетворить условиям синхронизма в диапазоне перестройки от 0,1 до 1,9 ω . Для снижения порога рассеяния особенно благоприятными являются те случаи, когда какая-либо из частот взаимодействующих волн или попарные их суммы и разности близки к собственным частотам переходов в среде.

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

Поступило в редакцию
18 января 1968 г.

Литература

- [1] Г.И.Зайцев, Ю.И.Кызыласов, В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский.
Письма ЖЭТФ, 6, 802, 1967.
- [2] R.Y.Chiao, P.L.Kelley, E.Garmire. Phys. Rev. Lett., 17, 1158,
1966.
- [3] R.L.Carman, R.Y.Chiao, P.L.Kelley. Phys. Rev. Lett., 17, 128
1966.
- [4] C.C.Wang. Phys. Rev., 152, 149, 1966.