

*Письма в ЖЭТФ, том 16, вып. 11, стр. 631 – 634 5 декабря 1972 г.*

## О НОВОМ МЕТОДЕ ПОВЫШЕНИЯ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

*А. В. Виноградов, Е. А. Юков*

Обычно в качестве активных веществ для вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) используются термодинамически равновесные молекулярные газы или жидкости. При этом большинство молекул находится в основном состоянии и при ВКР генерируется ряд стоксовых компонент  $\omega_{-1} = \omega_0 - \Omega$ ,  $\omega_{-2} = \omega_0 - 2\Omega$  и т. д.; т. е. происходит уменьшение частоты падающего излучения  $\omega_0$  на один, два и т. д. колебательных кванта молекулы ( $\Omega$ ). Такое понижение частоты может реализоваться с близким к единице КПД преобразования по фотонам [1].

<sup>1)</sup> Поправки на поляризуемость  $\pi$ -мезона в адиабатическом приближении вычислялись в работах [7, 8].

Совершенно очевидно, что при ВКР на инвертированной среде будет происходить обратный процесс — повышение частоты. Для первой антистоксовой компоненты  $\omega_1 = \omega_0 + \Omega$ , для второй —  $\omega_2 = \omega_0 + 2\Omega$  и т. д. Естественно, возникает вопрос о поиске такой инвертированной системы, в которой можно реализовать существенное повышение частоты излучения с высоким КПД преобразования. Иначе говоря, нужно найти такую инвертированную среду, которой при разумных значениях интенсивности накачки можно обеспечить достаточно высокий коэффициент усиления. Среди используемых в газовых лазерах активных веществ с этой точки зрения одним из наиболее пригодных является возбужденный иод. При фотодиссоциации соединений  $\text{CF}_3\text{I}$  и  $\text{C}_3\text{F}_7\text{I}$  на переходе атомарного иода  $5^2P_{1/2} - 5^2P_{3/2}$  ( $\lambda = 1,315 \text{ мк}$ ,  $\hbar\Omega = 0,95 \text{ эВ}$ ) создается плотность инверсии  $N = 3 - 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [2].

Коэффициент усиления при ВКР с поляризованной накачкой имеет вид

$$k = 4\lambda^2 \frac{\frac{d\sigma}{d\theta} I_0 N}{\hbar \omega_0 (\Delta\omega + \Delta\omega_H)}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны рассеянного излучения,  $I_0$  — интенсивность излучения накачки,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $d\sigma/d\theta$  — дифференциальное по телесному углу сечение комбинационного рассеяния (КР),  $\Delta\omega$  — ширина линии КР,  $\Delta\omega_H$  — ширина спектра накачки. Сечение КР на атомарном иоде можно достаточно надежно оценить по общим формулам [3, 4]. Поскольку оба интересующих нас состояния иода значительно удалены от других уровней и непрерывного спектра, то суммирование матричных элементов по виртуальным состояниям можно приближенно выполнить с помощью правила сумм. Для длины волны неодимового лазера ( $\lambda_0 = 1,06 \text{ мк}$ ) такая оценка дает величину  $d\sigma/d\theta \approx 1 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{стерад}$ , что приблизительно в  $3 \cdot 10^3$  раз больше, чем сечение КР на одну молекулу в жидком азоте [1]. Это значит, что при антистоксовом ВКР на инвертированном иоде можно рассчитывать на такой же коэффициент усиления, что и в обычном стоксовом ВКР. Длины волн антистоксовых компонент равны:  $\lambda_1 = 0,59 \text{ мк}$ ,  $\lambda_2 = 0,41 \text{ мк}$ ,  $\lambda_3 = 0,31 \text{ мк}$ ,  $\lambda_4 = 0,25 \text{ мк}$  и  $\lambda_5 = 0,21 \text{ мк}$ . С уменьшением длины волны сечение КР возрастает  $\sim \lambda^{-3}$ , поэтому можно осуществить преобразование в высшие антистоксовы компоненты, т. е. значительно увеличить частоту излучения.

Рассмотрим более подробно преобразование в первую антистоксовую компоненту. В отличие от обычного стоксова рассеяния в нашем случае существенно насыщение инверсии иодного перехода. Количество антистоксовых фотонов во всяком случае не может быть больше двух третей инверсии, запасенной в объеме (с учетом статистических весов уровней иода). При типичных значениях плотности инверсии  $N = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в одной трубке длиной  $\sim 30 \text{ см}$ <sup>1)</sup> можно запастись полезной инверсии

<sup>1)</sup> Длина трубки ограничивается самовозбуждением генерации на самом иодном переходе с  $\lambda = 1,315 \text{ мк}$ .

$\approx 10^{19}$  на квадратный сантиметр сечения, т. е. преобразовать в первую антистоксову компоненту  $10^{19}$  фотонов/см<sup>2</sup> ( $\sim 1$  Дж/см<sup>2</sup>).

Ширина линии иода определяется эффектом Доплера и столкновениями с молекулами активной среды. В зависимости от давления она меняется от доплеровской ( $0,01$  см<sup>-1</sup>) до  $0,5$  см<sup>-1</sup> [5]. Если ширина линии накачки не превосходит  $0,01$  см<sup>-1</sup>, можно обеспечить коэффициент усиления  $K > 0,01$  см<sup>-1</sup> для  $I_0 \approx 2 \cdot 10^7$  вт/см<sup>2</sup>, что вполне достаточно для осуществления генерации в резонаторе. При этом возможна генерация сразу же на двух или даже на трех антистоксовых компонентах ( $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ ). Для получения большого КПД и высокой направленности излучения весьма выгодной представляется система генератор + усилитель. В усилителе необходимо иметь коэффициент усиления  $k = 0,3 + 0,5$  см<sup>-1</sup>. Как показывает расчет, КПД по количеству фотонов в такой системе может превышать 70% при следующих параметрах:  $I_0 > 6 \cdot 10^9$  вт/см<sup>2</sup>,  $\Delta\nu = \Delta\omega/2\pi c = \Delta\omega_H/2\pi c = 0,1$  см<sup>-1</sup> и длительности импульса накачки  $\tau < 0,3$  нсек. Используя излучение первой антистоксовой компоненты в качестве накачки следующего каскада преобразования, можно осуществить преобразование во вторую антистоксову компоненту и т. д.

Таким образом, ВКР на возбужденном атомарном иоде позволяет преобразовать мощное излучение неодимового лазера в ультрафиолетовую область спектра с весьма высокой эффективностью (для  $\lambda_3 = 0,31$  мк КПД по фотонам выше 30%<sup>1)</sup>; при этом энергия импульса на  $\lambda_3$  превосходит энергию исходного импульса накачки).

Предлагаемый способ повышения частоты излучения в отличие от кристаллических генераторов гармоник не требует высокой направленности излучения накачки. Кроме того использование газовой активной среды позволяет работать с интенсивностями излучения, значительно превышающими порог разрушения кристаллов. Поэтому использование предлагаемого метода повышения частоты представляется весьма перспективным для лазерного нагрева плазмы.

Авторы благодарны И.И.Собельману за полезные обсуждения и внимание к работе.

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

Поступила в редакцию  
1 ноября 1972 г.

### Литература

- [1] В.В.Бочаров, М.Г.Гангардт, А.З.Грасюк, И.Г.Зубарев, Е.А.Юков. ЖЭТФ, 57, 1585, 1969.  
[2] P. Henzel, K. Hohla, K.L. Kompa. Appl. Phys. Lett., 18, 48, 1971.

<sup>1)</sup> При избытке инверсии КПД по фотонам может приближаться к единице.

- [3] Г.Плачек. "Релеевское рассеяние и Раман-эффект". Харьков, 1935.
- [4] В.В.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский. "Релятивистская квантовая теория", М., изд., Наука, 1968.
- [5] В.С.Зуев, В.А.Катулин, В.Ю.Носач, О.Ю.Носач, ЖЭТФ, 62, 1673, 1972.
-