

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ»

## **ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ**

Учебно-методическое пособие для вузов

Издательско-полиграфический центр  
Воронежского государственного университета  
2012

## ВВЕДЕНИЕ

Одним из самых замечательных достижений XX века было открытие физических явлений, послуживших основой для создания оптических квантовых генераторов. Макс Планк сделал предположение, заключающееся в том, что энергия излучающего осциллятора (атома, молекулы и др. частиц) может принимать не любые, а только вполне определенные дискретные значения. Переход осциллятора из одного состояния в другое сопровождается поглощением или испусканием кванта энергии. В 1916 г. Альберт Эйнштейн, используя представления о квантах, впервые ввел понятие о вынужденном (индуцированном) излучении, что нашло практическое применение при создании квантовых генераторов когерентного излучения – лазеров, мазеров, параметрических генераторов.

В пособии рассматриваются процессы поглощения, спонтанного и индуцированного излучения, закон квантового усиления и генерации излучения, а также принцип работы и некоторые основные характеристики квантовых генераторов.

## 1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С АТОМАМИ И МОЛЕКУЛАМИ

### Спонтанное излучение

Будем считать, что свободный атом может находиться только в стационарных состояниях с определенной энергией  $E_1, E_2, \dots$ . Переход атома при отсутствии внешних воздействий из возбужденного состояния  $E_m$  в основное  $E_n$  с испусканием фотона называется спонтанным, т.к. происходит мгновенно, скачком и самопроизвольно, т.е. спонтанно (рис. 1а). Энергия излучаемого фотона  $h\nu = E_m - E_n$ . При спонтанном излучении невозможно предсказать, в каком атоме произойдет переход, можно говорить лишь о вероятности такого перехода, т.е. можно подсчитать число возможных переходов. При квантовых переходах  $m - n$  убыль числа атомов на уровне  $m$  за время  $dt$  определяется следующим уравнением:

$$(dN_m)_{cn} = -A_{mn}N_m dt, \quad (1)$$

где  $A_{mn}$  – вероятность спонтанного перехода в единицу времени,  $N_m$  – населенность (число атомов в единице объема) данного уровня. (Знак минус означает убыль.) Интегрируя (1) от  $N_o$  ( $t = 0$ ) до  $N_m(t)$ , получим:

$$N_m = N_o e^{-A_{mn}t}, \quad (2)$$

где  $A_{mn}$  – вероятность спонтанного перехода, показывающая среднее относительное число атомов, которое ежесекундно переходит из состояния  $m$  в состояние  $n$  (впервые выражение для  $A$  было получено Эйнштейном из тер-

$$N_m(A_{mn} + B_{mn} u) = N_n B_{nm} u. \quad (5)$$

Из (5) можно найти спектральную плотность энергии равновесного излучения  $u$ .

В состоянии равновесия верно распределение Больцмана, т.е.

$$\frac{N_m}{N_n} = \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right). \quad (6)$$

При высоких температурах ( $T \rightarrow \infty$ ) спектральная плотность излучения будет неограниченно возрастать  $u(\nu, T) \rightarrow \infty$  и в (5) можно пренебречь первым членом (т.е. при высоких температурах вынужденное излучение преобладает над спонтанным), тогда из (5) и (6) можно получить

$$B_{mn} = B_{nm} = B. \quad (7)$$

Коэффициенты  $B_{mn}$  и  $B_{nm}$  зависят только от свойств атома и не зависят от внешних условий, в которых происходят переходы, поэтому равенство (7), полученное при  $T \rightarrow \infty$ , справедливо всегда, в том числе и в отсутствии теплового равновесия. Из (5) и (7) найдем  $u(\nu, T)$ :

$$u(\nu, T) = \frac{A/B}{\exp(h\nu/kT) - 1}. \quad (8)$$

При малых частотах верна формула Рэлея – Джинса:

$$u = \frac{4\nu^2 kT}{c^3}. \quad (9)$$

Приравнявая (8) и (9) и учитывая, что при малых  $\nu$  знаменатель в (8) приблизительно равен  $h\nu/kT$ , получим

$$\frac{A}{B} = \frac{4h\nu^3}{c^3}. \quad (10)$$

Наконец, подставив (10) в (8), получим формулу Планка

$$u(\nu, T) = \frac{4\nu^2}{c^3} \frac{h\nu}{\exp(h\nu/kT) - 1}. \quad (11)$$

Напомним, что она верна для равновесного излучения. При больших частотах, когда энергия кванта велика, полученная формула дает результаты, совпадающие с экспериментальными данными. При малых частотах верна формула (9), которую легко можно получить из (11).

## Закон отрицательной абсорбции

Пусть в разреженной среде распространяется плоская волна с частотой  $\nu$  в направлении  $x$  с интенсивностью  $I$ . С квантовой точки зрения в такой среде имеет место индуцированное излучение. Вкладом спонтанного излучения можно пренебречь из-за распространения его по всем направлениям и малого вклада в данное направление. Убыль числа фотонов в потоке за время  $dt$  со скоростью света  $c$  при прохождении слоя вещества  $dx = c \cdot dt$  с учетом поглощения и индуцированного излучения из (3), (4) и (7) определяется как

$$-dN = (N_n - N_m) B u dt = N_n B (u / c) (1 - N_m / N_n) dx. \quad (12)$$

Умножив обе части (12) на  $h\nu$  и  $c$  и учитывая, что интенсивность равна произведению объемной плотности энергии и скорости света, получим

$$-dI = N_n B u h\nu (1 - N_m / N_n) dx. \quad (13)$$

Для плоской волны интенсивность  $I$  и спектральная плотность  $u$  связаны соотношением  $I = cu\Delta\nu$ , где  $\Delta\nu$  – ширина спектра излучения, тогда

$$-dI = N_n B \left( 1 - \frac{N_m}{N_n} \right) \frac{I}{c\Delta\nu} h\nu dx, \quad (14)$$

или

$$-dI = \alpha I dx, \quad (15)$$

где  $\alpha \sim (1 - N_m / N_n)$ .

Интегрируя (15) в пределах от  $I_0$  (при  $t = 0$ ) до  $I(t)$ , получим:

$$I = I_0 e^{-\alpha x}. \quad (16)$$

В (16)  $\alpha$  называется коэффициентом поглощения (или абсорбции),  $x$  – толщина слоя вещества, поглощающего излучение.

Возможно рассмотрение двух случаев:  $\alpha > 0$  и  $\alpha < 0$ .

А. Если  $\alpha > 0$ , что соответствует условию  $N_m < N_n$ , выполняющемуся при равновесных процессах излучения, то при прохождении толщи вещества происходит ослабление волны, т.е. выполняется закон Бугера – Ламберта.

Б. Если  $\alpha < 0$ , то из (16) следует, что  $I$  возрастает по мере возрастания толщи  $x$ . В этом случае вводится коэффициент  $\beta = -\alpha$ , называемый коэффициентом квантового усиления.

Рост интенсивности возможен при  $N_m > N_n$ , в этом случае равновесие нарушается и населенность становится инверсной. Выполнение неравенства  $N_m > N_n$  является условием того, что переходы с индуцированным излучением фотонов происходят чаще, чем переходы с поглощением. Фотоны излучения не отличаются от фотонов, вызвавших испускание, и возникший пучок оказывается когерентным.

Первая попытка обнаружить индуцированное излучение в видимой области спектра на опыте в парах ртути, возбужденных электрическим раз-

рядом в неравновесное состояние, была предпринята В.А. Фабрикантом (1939), им же был получен закон (16) при  $\alpha < 0$ , называемый **законом отрицательной абсорбции**, и высказана идея усиления такого излучения.

### Условия усиления индуцированного излучения

Если через среду с инверсной населенностью проходит электромагнитная волна с частотой  $\nu = (E_m - E_n) / h$ , то по мере распространения ее в толще вещества интенсивность  $I$  будет возрастать за счет актов индуцированного испускания, число которых превосходит число актов поглощения (рис. 3). В результате возникает лавина фотонов, причем зависимость  $I(x)$  экспоненциальная – в соответствии с формулой (16).

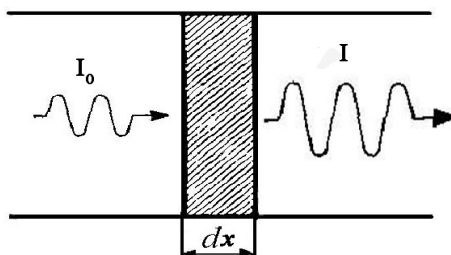


Рис. 3. Изменение интенсивности при прохождении плоской электромагнитной волны через слой вещества толщиной  $dx$

Для усиления необходимо:

- 1) подобрать рабочее вещество с такими уровнями  $E_m$  и  $E_n$ , чтобы  $E_m - E_n = h\nu$ , где  $\nu$  – частота волн, которые надо усиливать;
- 2) осуществить и поддерживать инверсию  $N_m > N_n$ .

Условия 1) и 2) являются необходимыми, но недостаточными. Всегда имеются дополнительные потери энергии, например: рассеяние на неоднородностях, поглощение на нерабочих уровнях  $l$  и  $k$ , когда  $E_k - E_l = h\nu$  и поглощение возможно, а с уровня  $k$  с энергией  $E_k$  квантовый переход на уровень  $l$  запрещен. Для усиления, следовательно, необходимо следующее, третье условие:

- 3) если  $\alpha$  – коэффициент потерь, а  $\beta$  – коэффициент усиления, то

$$I = I_0 e^{(\beta - \alpha)x} \quad (17)$$

и должно выполняться условие  $\alpha < \beta$ , т.е. усиление должно преобладать над всеми потерями.

В качестве рабочих частиц (активных центров) используют атомы и молекулы, в которых электроны в возбужденном состоянии могут находиться относительно долго. При этом можно накопить достаточно много атомов (молекул) на верхнем уровне. Уровень, на котором можно накопить избыток атомов или молекул, называют долгоживущим (метастабильным).