

07

Резонансный и нерезонансные коэффициенты вынужденного перехода для систем с релаксацией

© М.Г. Ноппе

Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск

Поступило в Редакцию 17 мая 1999 г.

Выводятся резонансный и нерезонансные коэффициенты вынужденного перехода для системы с релаксацией, зависящие от температуры. Резонансный коэффициент использовался для моделирования выходных характеристик лазеров. Нерезонансные коэффициенты используются для объяснения наблюдаемого многомодового спектра излучения длинных лазеров.

1. Для расчета коэффициента усиления и интенсивности выходного излучения инжекционного полупроводникового лазера необходим коэффициент вынужденного перехода. В монографии [1] для этой цели использовалось "золотое правило", выведенное для идеализированной модели системы без релаксации. Используемое в [1] выражение для коэффициента вынужденного перехода имеет пределы применимости по времени (см. формулу (3.5.18) в [2]). В настоящем сообщении приводится вывод постоянных резонансного (использовался для моделирования выходных характеристик лазера в [3,4]) и нерезонансных коэффициентов вынужденного перехода для системы с релаксацией, зависящих от температуры. Выведенные постоянные нерезонансные коэффициенты вынужденного перехода используются для объяснения многомодового спектра излучения длинных лазеров.

2. Рассмотрим систему, находящуюся в многочастотном поле с гамильтонианом взаимодействия с полем следующего вида:

$$H(t) = \sum_m H^{(m)} \cos(\omega_m t + \varphi_m).$$

В настоящей работе рассматриваемой многоуровневой системой, находящейся в многочастотном поле, является инжекционный полупроводниковый лазер. Уравнение матрицы плотности для некоторой пары

уровней 2 и 1 в многоуровневой системе с вертикальными переходами запишем в следующем виде [2,6]:

$$d\rho_{21}/dt + (i\omega_0 + \Gamma)\rho_{21} = (1/i\hbar)H_{21}(\rho_{11} - \rho_{22}), \quad (1)$$

где $\hbar\omega_0 = E_2 - E_1$, H_{21} — матричный элемент гамильтониана взаимодействия с полем; $\Gamma = 1/T_2$; T_2 — время рассеяния электронов, будем оценивать по формуле $T_2 = 1.27 \cdot 10^{-11}/T$ (сК), (где T — температура), полученной на основе обработки экспериментальных наблюдений в работе [7]. Полагая $(\rho_{22} - \rho_{11}) = \text{const}$ и используя приближение вращающейся волны, находим решение уравнения (2) для стационарного режима. Скорость суммарного вынужденного перехода $2 \rightarrow 1$ определяется по формуле:

$$r_{21}^s = (i/\hbar) \left(H(t)_{21} \rho(t)_{12} - \rho(t)_{21} H(t)_{12} \right). \quad (2)$$

Исходя из формулы (2), выпишем не зависящую от времени составляющую скорости суммарного вынужденного перехода $r_{21}^{s,0}$ в следующем виде:

$$r_{21}^{s,0} = \left(B_{21} P_0 + \sum_{m \neq 0} C_{21}^{(m)} P_m \right) (\rho_{22} - \rho_{11}), \quad (3)$$

где P_m — плотность энергии на частоте ω_m ,

$$B_{21} = (\bar{H}_{21}/\hbar)^2 (1/2\Gamma), \quad (4)$$

$$C_{21}^{(m)} = (\bar{H}_{21}/\hbar)^2 \left[\Gamma / ((\omega_0 - \omega_m)^2 + \Gamma^2) \right] / 2, \quad m \neq 0, \quad (5)$$

$$\bar{H}_{21} = H_{21}^{(0)} / \sqrt{P_0}. \quad (6)$$

3. Скорость суммарного вынужденного перехода пропорциональна сумме резонансного члена $B_{21}P_0$ и нерезонансных членов $C_{21}^{(m)}P_m$ (см. (3)). Для коэффициента перед P_0 введено обозначение B_{21} , так как по сути коэффициент перед P_0 совпадает с коэффициентом Эйнштейна для вынужденного перехода [8]. Члены $C_{21}^{(m)}P_m$ определяют взаимодействие мод в лазерах, связанное с нерезонансным механизмом вынужденного перехода: мода с частотой ω_m приводит к вынужденному переходу на частоте ω_0 . Указанный нерезонансный механизм вынужденного перехода обобщает представление о вынужденном переходе.

Из формулы (4) следует соотношение Эйнштейна для коэффициентов вынужденного перехода B_{21} и B_{12} , а именно: $B_{21} = B_{12}$. Аналогично из формулы (5) следует, что $C_{21}^{(m)} = C_{12}^{(m)}$. Оценим параметры лазера, при которых нерезонансный механизм вынужденного перехода окажется достаточно существенным. Потребуем, чтобы $C_{21}^{(1)}/B_{21} > \varepsilon$, где ε — критерий существенно нерезонансного механизма; ω_1 — частота моды, наиболее близкой к рассматриваемой моде с частотой ω_0 . Тогда получим следующее неравенство: $L > \pi c T_2 \sqrt{\varepsilon/(1-\varepsilon)}/n$, где n — коэффициент преломления, L — длина лазера, T_2 оценивается по формуле $T_2 = 1.27 \cdot 10^{-11}/T$ (сК) из [7]. Для $T = 300$ К, $\varepsilon = 0.25$, $n = 3.4$ получим $L > 68 \mu\text{м}$. Из полученной оценки следует весомость нерезонансного механизма вынужденного перехода для поддержания многомодового спектра излучения в достаточно длинных лазерах. Авторы обзора (см. [5], с. 88–90), проведя анализ экспериментальных работ, делают вывод: ”лазеры с коротким резонатором имеют преимущество в получении одномодового режима”. Таким образом, нерезонансный механизм вынужденного перехода помогает объяснить наблюдаемый многомодовый спектр излучения достаточно длинных лазеров.

Автор приносит благодарность Я.С. Гринбергу за инициирующее обсуждение.

Список литературы

- [1] Кейси Х., Паниш М. // Лазеры на гетероструктурах. Т. 1. М.: Мир, 1981. 299 с.
- [2] Ярив А. // Квантовая электроника. М.: Советское радио, 1980. 488 с.
- [3] Ноппе М.Г. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 3. С. 33–37.
- [4] Ноппе М.Г. // Труды IV Международной науч.-техн. конференции АПЭП-98, Новосибирск, 1998. Т. 2. С. 107–110. Noppe M.G. // In Proceedings of IV International Scientific-Technical Conference APIE-98. Novosibirsk. September 23–26, 1998. V. 1. Selected papers on English. P. 93–96.
- [5] Елисеев П.Г., Свердлов Б.Н. // Итоги науки и техники. Сер. Электроника. Т. 21. М.: ВИНТИ, 1988.
- [6] Ноппе М.Г. Физические основы нелинейной теории инжекционных полупроводниковых лазеров. Новосибирск, 1995. 113 с.
- [7] Алферов Ж.И., Гореленок А.Т., Мамутин В.В. и др. // ФТП. 1984. В. 11. С. 1999–2005.
- [8] Эйнштейн А. Собрание научных трудов. Т. 3. М.: Наука, 1966. С. 386–392. Zur Quanten Theorie der Ssrahlung Mitt. Phys. Ges (Zurich). 1916. N 18. P. 47–62.