Math-Net.Ru
Общероссийский математический портал

А. В. Андреев, Самомодуляция добротности при генерации коротких импульсов,
*Письма в ЖТФ*, 1986, том 12, выпуск 17, 1025–1028

https://www.mathnet.ru/pjtf241

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
https://www.mathnet.ru/rus/agreement

Параметры загрузки:
IP: 18.97.14.84
19 января 2026 г., 11:56:42

Письма в ЖТФ, том 12, вып. 17 12 сентября 1986 г.

# САМОМОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ

А.В. Андреев

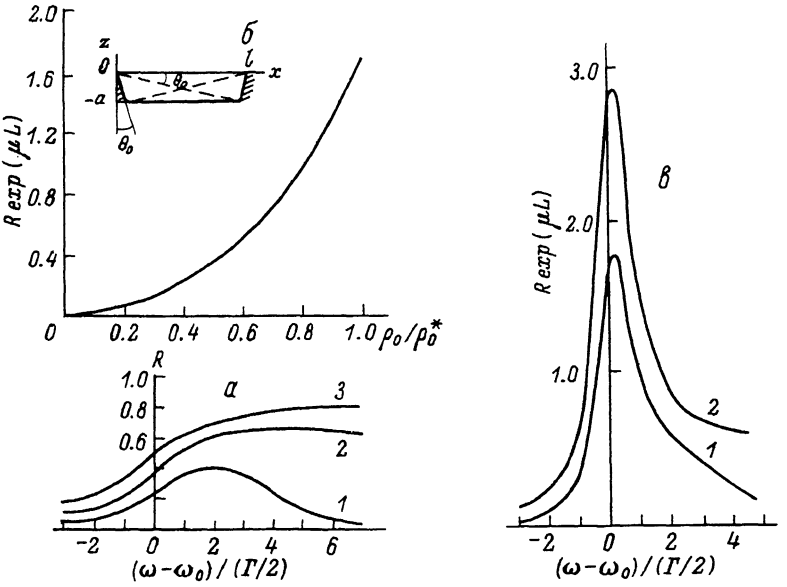
1. Предметом настоящего письма является обсуждение возможности нового механизма генерации коротких импульсов когерентного излучения. Методы генерации мощных пикосекундных импульсов света связаны с модуляцией добротности и синхронизацией мод в лазерах, что достигается использованием насыщающихся фильтров или электронным управлением добротностью резонатора [1, 2]. В настоящей работе показано, что увеличение добротности с увеличением уровня возбуждения активной среды, синхронизацию мод и экстракцию импульса из резонатора после его формирования можно осуществить выбором геометрии резонатора (без привлечения дополнительных устройств). Суть метода состоит в использовании резкой зависимости коэффициента отражения при скользящем падении на границу раздела активная среда–невозбужденная среда от плотности инверсии на активном переходе.

2. Пусть активная среда имеет вид, изображенный на вклейке к рисунку. Боковые грани, отклоненные на малый угол $\theta_0$ от вертикали, являются полностью отражающими. Размер образца по третьей координате $b \approx a$, поэтому она далее будет не существенна. Комплексная диэлектрическая проницаемость (ДП) для частот поля $\omega$, лежащих вблизи частоты резонансного перехода $\omega_0$, имеет вид:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 + \frac{4\pi |d|^2 \rho}{\hbar(\omega - \omega_0 + i\Gamma/2)}, \qquad (1)$$

где $\varepsilon_0$ – ДП, обусловленная нерезонансными электронами, $d$ – дипольный момент резонансного перехода, $\Gamma = 1/T_2$ – однородная ширина резонансного перехода, $\rho = (N_2 - N_1)/V$ – плот-

© Издательство „Наука", „Письма в Журнал технической физики", 1986 г.




а – вид зависимости коэффициента отражения $R$ от $\omega$ при $\rho > 0$ для следующих значений угла $\theta_0$ : $\theta_c/2$ (1), $\theta_c/3$ (2), $\theta_c/4$ (3); б – вид зависимости произведения $R\,exp(\mu L)$ от величины инверсии $\rho_0/\rho_0^*$, где $\mu_0(\rho_0^*)L = 2$; в – вид зависимости произведения $R\,exp(\mu L)$ от $\omega$ при следующих значениях параметров: $\mu_0 L = 2$, $\theta_0 = \theta_c/2$ (1), $\theta_c/3$ (2).

На вклейке – геометрия активной области.

ность инверсии населенностей. ДП, определяемая (1), а следовательно, и коэффициент отражения $R$ на верхней грани активной области зависит от $\rho$ и $\omega$. Пусть активная среда окружена нерезонансной средой с ДП $\varepsilon_1 = \varepsilon_0$, тогда при $\rho > 0$ моды поля с $\omega \geqslant \omega_0$ будут сильно отражаться от границы раздела, если $\theta_0 \lesssim \theta_c$ – критического угла полного отражения (см. рисунок, а). Для $\theta_c$ несложно получить следующее выражение:

$$\theta_c = \sqrt{\frac{\varepsilon'(\omega)-\varepsilon_0}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{4\pi|d|^2\rho_0}{\hbar\varepsilon_0\Gamma/2}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varkappa}}, \qquad (2)$$

где $\mu_0 = 8\pi\varkappa|d|^2\rho_0/\hbar\Gamma$ – резонансный коэффициент усиления среды. В (2) мы подставили максимальное значение реальной части $\varepsilon'(\omega)$, достигающееся при $\omega = \omega_0 + \Gamma/2$. Таким образом, коэффициент отражения на верхней грани зависит от плотности инверсии и растет с ее ростом. При фиксированном $\theta_0$ отражение заметно, когда $\theta_c > \theta_0$. После формирования импульса излучения, когда инверсия в среде истощится, $\rho \approx 0$, коэффициент отражения резко упадет, а следовательно, импульс покинет резонатор.

3. Пороговые условия генерации имеют вид $R\,exp(\mu L) > 1$, где $L = l\cos\theta_0$; поскольку $R$ и $\mu$ зависят от $\rho_0$,

выбором $\theta_0$ можно определять значение начальной инверсии $\rho_0$, а следовательно, и значение коэффициента усиления за проход $G = \mu L$. На рисунке, б в качестве иллюстрации показана зависимость произведения $R\exp(\mu L)$ от $\rho_0/\rho_0^*$, где $G(\rho_0^*) = 2$. На рисунке, в представлена зависимость $R\exp(\mu L)$ от отстройки $2(\omega - \omega_0)/\Gamma$. Видно, что область превышения над порогом имеет ширину $\Delta\omega_0 \approx \Gamma$. Для образцов с числом Френеля $F = a^2/\lambda L \lesssim 1$ существенна только первая поперечная мода, поэтому число мод в указанной области будет определяться отношением $\Delta\omega_0/\Delta\omega$, где $\Delta\omega = \pi/\tau$, а $\tau = L/c\sqrt{\varepsilon_0}$ – время одного прохода.

4. Раскладывая векторный потенциал поля $\vec{A}(\vec{r})$ и поляризацию $\rho(\vec{r})$ по собственным ортонормированным функциям объема $Z_n(\vec{r})$, можно получить следующую систему уравнений динамики генерации:

$$\frac{da_n}{dt} + \frac{1-R}{2\tau} a_n = \int g(\omega_0)\rho_n(\omega_0)\,d\omega_0,$$

$$\frac{d\rho_n(\omega_0)}{dt} + \left[i(\omega_n - \omega_0) + \frac{1}{2T_2}\right]\rho_n(\omega_0) = \beta\sum_{n'} a_{n'} D_{n-n'}(\omega_0),$$

$$\frac{dD_n(\omega_0)}{dt} = -2\sum_{n'}\left[\rho_{n'+n}(\omega_0)a_{n'}^* + a_{n'}\rho_{n'-n}^*(\omega_0)\right], \qquad (3)$$

где

$$\vec{A}(\vec{r}) = \sum_n \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{V\omega_n}}\,\vec{e}_n a_n \exp(i\omega_n t) Z_n(\vec{r}) + \text{к.с.},$$

$$\rho_n = \sqrt{\frac{2\pi\omega}{\hbar V}}(\vec{e}_n\vec{d})\sum_{i=1}^{N}\langle\sigma_{i+}\rangle Z_n^*(\vec{r}_i),$$

$$D_{n-n'} = \int\rho(\vec{r})Z_n(\vec{r})Z_{n'}^*(\vec{r})\,d\vec{r}, \quad \beta = 2\pi\omega|d|^2/\hbar V,$$

$g(\omega_0)$ – функция неоднородного уширения. В случае резкой границы раздела $Z_n(\vec{r})$ выражаются через суммы функций вида $\exp\left\{\pm i\frac{2\pi n}{L}(x\cos\theta_0 + z\sin\theta_0)\right\}$. Для нерезкой границы $Z_n(\vec{r})$ имеют более сложный вид, однако для оценок в этом случае можно ввести эффективную длину $L_e = L + \Delta L$, где $\Delta L$ – длина пути, проходимого в области изменения $\varepsilon(z)$.

ДП $\varepsilon(\omega)$ для гауссова профиля $g(\omega_0)$ имеет вид, аналогичный (1), поэтому все приведенные выше оценки справедливы и в этом случае. Поскольку система (3) содержит гармоники разности населенностей на межмодовых частотах, такие же гармоники будет иметь и коэффициент отражения $R$, это дает возможность синхронизации мод.

5. Определим форму импульса излучения в режиме генерации гигантского импульса на однородно уширенном переходе. При $\tau \sim T_2$ в области выше порога генерации будет находиться одна продольная мода. Решение системы (3) для $\omega_n \approx \omega_0$ в этом случае имеет вид:

1) $\tau_0 < \tau$ , $T_2$ :

$$n = |\alpha|^2 = N/ch^2 \frac{t - t_0}{2\tau_0}, \quad I_0 = \left.\frac{dn}{dt}\right|_{max} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{N}{\tau_0}, \tag{4а}$$

где $t_0 = \tau_0 \ln(4N)$, $\tau_0 = \sqrt{2\tau T_2/\mu_0 L}$ ;

2) $\tau < \tau_0 < T_2$:

$$n = N^2 \beta \tau^2 / ch^2 \frac{t - t_0}{2\tau_0}, \quad I_0 = N/2\tau_0, \tag{4б}$$

где $t_0 = \tau_0 \ln N$, $\tau_0 = T_2/2\mu_0 L$;

3) $T_2 < \tau_0 < \tau$:

$$n = \frac{N}{4} exp\left(\frac{t - t_0}{2\tau_0}\right) \Big/ ch \frac{t - t_0}{2\tau_0}, \quad I_0 = N/8\tau_0, \tag{4в}$$

где $t_0 = \tau_0 \ln(N/2)$, $\tau_0 = \tau/4\mu_0 L$ .

Времена задержки $t_0$ определяются начальным значением угла Блоха [3]. При $l \lesssim 1$ см и $T_2 = 10^{-11} \div 10^{-12}$ с длительность импульса генерации лежит в пикосекундной и субпикосекундной областях.

6. Рассмотренная нами схема эквивалентна активной среде, помещенной в резонатор, одно из зеркал которого имеет прозрачность, зависящую от разности населенностей, а не от интенсивности поля в резонаторе, как в традиционных схемах. В период формирования импульса генерации процессы, происходящие в обоих системах, аналогичны. Однако существенное отличие состоит в том, что после того, как импульс оказался сформирован, в предложенной нами схеме зеркало становится прозрачным и излучение покидает резонатор.

Литература

[1] Сверхкороткие световые импульсы. Под ред. С. Шапиро, перев. в англ. под ред. С.А. Ахманова. М.: Мир, 1981.

[2] N e w G.H.C. Theory of Passive Mode-Locking in Giant Pulse Lasers. - Proc. IEEE, 1979, v. 67, n.3, p. 380-396.

[3] Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. Коллективное спонтанное излучение (сверхизлучение Дике). - УФН, 1980, т. 131, в. 4, с. 653-694.

Поступило в Редакцию
1 июля 1986 г.