

УДК 621.375.826;621.3.038.

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЗМА СЛОЖЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В ОПТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

В.П. Андросов, С.В. Базаров, А.М. Гвоздь, А.В. Черкашин

ННЦ ХФТИ, НИК УЯС, 1, ул. Академическая, Харьков, 61000, Украина

Поступила в редакцию 10 октября 2013 г.

В работе проведено сравнение спектров оптического резонатора и лазерного излучения, в виде периодической последовательности импульсов. Показано, что добиться когерентного сложения их в резонаторе нельзя. Для более эффективного суммирования лазерных импульсов в резонаторе необходимо стремиться к точному возбуждению одного из его собственных типов колебания несущей частотой лазера, а также к наиболее возможному уменьшению различия в их межмодовых частотах. Приведенные результаты расчетов показали, каким образом эти параметры влияют на величину накопления лазерных импульсов в резонаторе и какой вид будет иметь накопленный импульс.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: Фабри-Перо, лазерный резонатор, импульсный лазер

У роботі проведено порівняння спектрів оптичного резонатора і лазерного випромінювання, у вигляді періодичної послідовності імпульсів. Показано, що досягнути когерентного складання їх в резонаторі неможливо. Для більш ефективного складання лазерних імпульсів в резонаторі необхідно прагнути до точного збудження одного з його власних типів коливання несучою частотою лазера, а так само до найбільш можливого зменшення розбіжності в їх межмодових частотах. Наведені результати розрахунків показали, яким чином ці параметри впливають на величину накопичення лазерних імпульсів в резонаторі, і який вигляд матиме накопичений імпульс.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: оптичний резонатор, імпульсний лазер, ультракороткі імпульси, накопичення

In this paper have been made a comparison of the spectra of the optical cavity and laser radiation in the form of a periodic sequence of pulses. It is shown that the coherent summation of the pulses in the cavity cannot be achieved. For more effective summation of laser pulses in the cavity it is necessary to seek the exact excitation of one of his own type of oscillation by carrier frequency of the laser, as well as to the most possible reduction of the differences in their free spectral range frequencies. The above results of calculations have shown how these parameters affect on the amount of storage of laser pulses in the cavity and what kind would have gained pulse.

KEY WORDS: optical cavity, pulse laser, ultra short pulses, storage

ВВЕДЕНИЕ

Для получения рентгеновского излучения, имеющего практическое значение, в генераторе на основе обратного комптоновского рассеяния необходимо иметь в точке взаимодействия электронов с фотонами сгустки данных частиц с высокой плотностью [1, 2]. Основной подход по формированию фотонных сгустков большой энергии, получивший распространение в последнее время, основан на суммировании лазерных импульсов в оптическом резонаторе [3-7]. Детального изучения этого механизма на данный момент не существует. Непонятно, какие параметры лазерного излучения и накапливающего резонатора следует считать наиболее важными в процессе накопления, в какой степени они влияют на его эффективность? И, вообще, возможно ли когерентное (со 100% эффективностью) сложение лазерных импульсов в оптическом резонаторе?

Данная работа посвящена поиску ответов на все эти вопросы. Изучение рассматриваемого механизма накопления импульсов в резонаторе проведено теоретически. Это позволило достаточно легко варьировать значениями многих параметров такой системы и лучше разобраться в данном вопросе.

СРАВНЕНИЕ СПЕКТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

Изучение вопроса накопления лазерных импульсов в резонаторе Фабри-Перо начнем с анализа их спектров.

Периодическая последовательность радиоимпульсов (такowymi являются и фотонные сгустки) имеет спектр:

$$f_m^{beam} = f_{car} + m f_{rep}, \quad (1)$$

где m принимает значения любых целых чисел ($m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$);

f_{rep} – частота следования импульсов в сигнале;

f_{car} – несущая частота сигнала, является собственной частотой лазерного резонатора и может быть записана в виде:

$$f_{car} = f_{rep}(n + \Delta n), \quad (2)$$

где n – целое положительное число $n = 0; 1; 2; \dots$. Оно представляет собой продольный индекс колебания, возбуждаемого лазером;

Δn – определяет поправку к его собственной частоте ($\Delta n < 1$). Она описывает степень её смещения, за счет кривизны волнового фронта резонансного пучка в нем, относительно его идеального аналога, образованного плоскими бесконечными отражателями. В поправочный член Δn также входят возможные дополнительные фазовые набегги на всех внутренних элементах лазерного резонатора.

Таким образом, спектральную «гребенку» периодической последовательности лазерных импульсов, которой возбуждается накапливающий резонатор, можно представить в виде:

$$f_{n+m}^{beam} = f_{rep}(n + m + \Delta n), \quad (3)$$

Ее схематическое изображение приведено на рис.1.

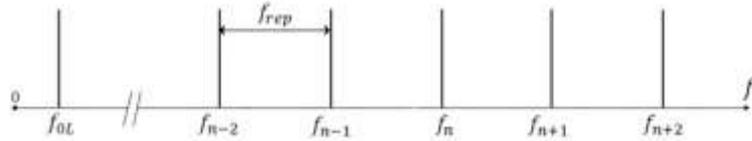


Рис.1. Схематический вид спектральной «гребенки» периодической последовательности лазерных импульсов.

Аналогичный вид имеет спектр собственных частот, которым обладает и оптический резонатор:

$$f_q = f_{FSR}(q + \Delta q), \quad (4)$$

где q – целое положительное число ($q = 0; 1; 2; \dots$);

Δq -поправка к собственной частоте.

f_{FSR} – межмодовая частота резонатора. Она определяет частотный промежуток между соседними типами колебаний ($f_{FSR} = |f_{q\pm 1} - f_q|$) с одним и тем же поперечным распределением поля.

Возбуждение любого типа колебания в реальном резонаторе не обязательно должно сопровождаться точным совпадением частоты возбуждаемой волны с собственной частотой резонатора. Поэтому, в спектре последнего следует учитывать полную полосу частот в окрестности каждой его собственной частоты.

На рис.2 представлена частотная «гребенка» реального оптического резонатора с учетом его резонансных кривых вокруг каждой собственной частоты.

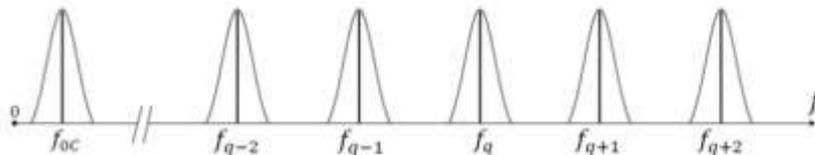


Рис.2. Частотная «гребенка» реального оптического резонатора вместе с резонансными кривыми вокруг его собственных частот.

Для дальнейшего анализа соотношение (4) перепишем в виде:

$$f_{q+m}^{cav} = f_{FSR}(q + m + \Delta q), \quad (5)$$

Здесь q – конкретное целое число, описывающее q -й собственный тип колебания в резонаторе.

$m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$. Эти значения определяют боковые типы колебания относительно q -ого.

Для возбуждения резонатора со 100% эффективностью периодической последовательностью лазерных импульсов, имеющих спектр (3), необходимо, чтобы все его гармоники совпадали с собственными частотами резонатора (5), т.е.

$$\delta f = f_{rep}(n + m + \Delta n) - f_{FSR}(q + m + \Delta q) \equiv 0, \quad (6)$$

В принципе такое возможно. Для этого нужно, чтобы n -тая гармоника лазерного излучения возбуждала q -тый тип колебания в резонаторе, а лазер состоял из таких элементов и расположенных таким образом, чтобы его частотная поправка $f_{rep}\Delta n$ совпала с частотной поправкой $f_{FSR}\Delta q$.

$$f_{rep}\Delta n \equiv f_{FSR}\Delta q \quad (7)$$

Реализовать такую ситуацию на практике нереально. Таким образом, когерентно со 100% эффективностью сложить лазерные импульсы в резонаторе нельзя. Определим, с какой же эффективностью это можно сделать.

Перепишем соотношение (6) в виде:

$$\delta f = f_{car} - f_q + m(f_{rep} - f_{FSR}), \quad (6a)$$

Первые два члена этого выражения описывают смещение несущей частоты лазерного излучения f_{car} от q -той собственной частоты резонатора f_q ($\Delta f = f_{car} - f_q$). Последний член пропорционален различию межмодовых частот ($m\Delta f_M = m(f_{rep} - f_{FSR})$) лазерного и накапливающего резонаторов.

Минимизировать соотношение (6a) можно двумя путями. Первый, – это добиться точного возбуждения резонатора на его собственной частоте, т.е. сделать величину $\Delta f = 0$. В этом случае $\Delta f_M \neq 0$. Второй, – это обеспечить равенство межмодовых частот, т.е. $\Delta f_M = 0$. При этом $\Delta f \neq 0$.

Рассмотрим, каким образом эти две величины влияют на эффективность накопления импульсов в резонаторе и на форму результирующего импульса.

РАСЧЕТ ФОРМЫ НАКОПЛЕННОГО ИМПУЛЬСА И ЭНЕРГИИ В НЕМ

Расчеты этих характеристик проведем, используя метод, предложенный в работе [4].

Расчеты здесь и далее выполнены для параметров лазерного излучения и геометрических размеров резонатора Фабри-Перо, представленных в таблице ниже:

Таблица. Параметры лазерного излучения и резонатора Фабри – Перо.

длина волны лазерного излучения, λ	1064 мкм
длительность лазерного импульса, τ_{pulse}	7 пс
длительность лазерного импульса, τ_{pulse}	3 нДж/импульс
частота следования лазерных импульсов, f_{rep}	349.65 МГц
длина резонатора, L_{cav}	428.7 мм
радиус кривизны сферических зеркал, ρ_{cav}	218.5 мм
q	805834
размер пучка в центре резонатора, w_0	100.5 мкм
размер пучка на зеркалах, w	0.73 мм
число учитываемых при расчетах гармоник	1000

а) Идеальное согласование спектров лазерного излучения и накапливающего резонатора.

На рис.3 представлены кривые накопления лазерных импульсов в резонаторе в идеальном случае ($\Delta f = \Delta f_M = 0$) для различных параметров его входного и выходного отражателей.

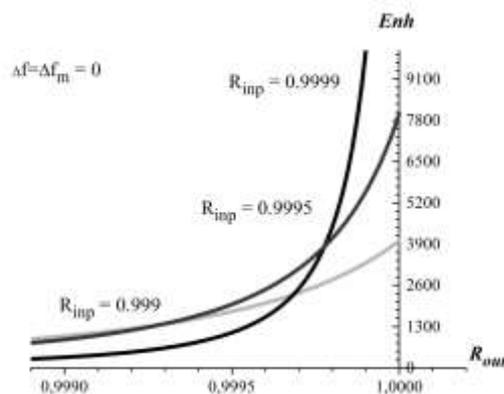


Рис. 3. Накопление импульсов в резонаторе Фабри-Перо с различными зеркалами при идеальном согласовании спектров этих систем.

Величину усиления резонатором энергии в импульсе в данном случае можно достаточно просто вычислить с помощью следующего соотношения:

$$Enh = \frac{T_{inp}}{(1 - \sqrt{R_{inp}R_{out}})^2}, \quad (8)$$

где R_{inp} , T_{inp} – коэффициенты отражения и прохождения соответственно для входного зеркала, а R_{out} – коэффициент отражения для выходного зеркала.

Форма накопленного в резонаторе импульса в случае идеального согласования спектров этих систем приведена на рис. 4.

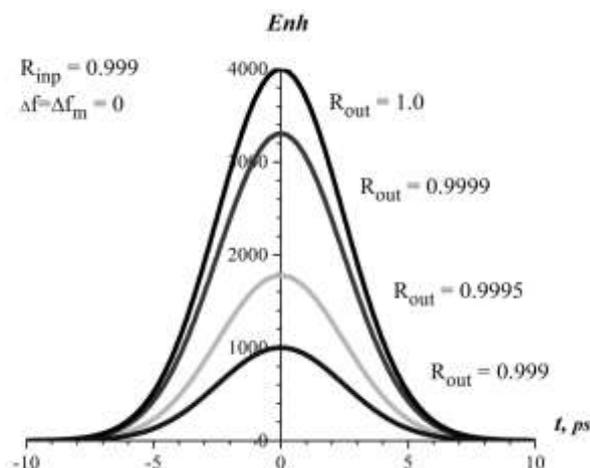


Рис.4. Вид накопленного в резонаторе импульса при идеальном согласовании его и лазерного спектров для различных коэффициентов отражения выходных зеркал.

b) Согласование межмодовых частот лазера и резонатора: $\Delta f_M = 0$ и $\Delta f \neq 0$.

На рис.5 представлены зависимости коэффициента усиления накопленной энергии в импульсе в различных резонаторах от сдвига частоты между гармониками лазерного излучения и собственными центральными частотами колебаний, которые они возбуждают в резонаторе. На нем величиной $\Delta f_{1/2}$ обозначена полуширина резонансной кривой соответствующих резонаторов.

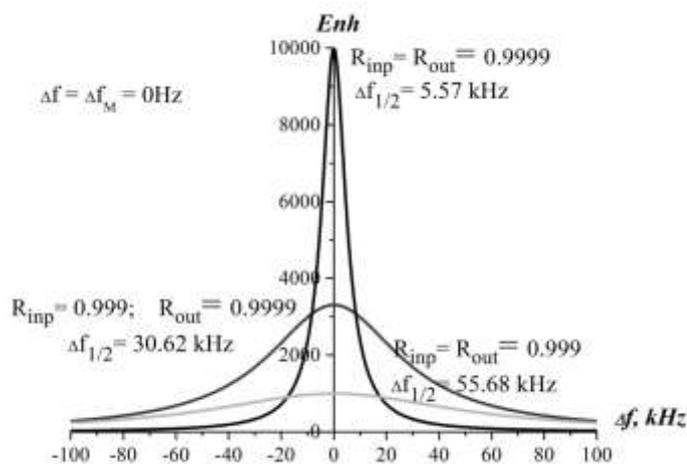


Рис.5. Зависимость коэффициента усиления накопления энергии в импульсе для различных резонаторов от сдвига частоты между гармониками лазерного излучения и собственными частотами колебаний, которые они возбуждают в резонаторе.

Из рисунка 5 видно, что с увеличением расстройки Δf величина накопления энергии в импульсе снижается. Такое поведение выражено сильнее для высокодобротных резонаторов, которые бы в идеальном случае имели значительно более высокую величину накопления.

На рис. 6 представлен вид накопленных импульсов в резонаторе, образованном отражателями $R_{inp} = 0.999$ и $R_{out} = 0.9999$, для различных сдвигов между его собственными частотами и гармониками лазерного излучения.

Из этого рисунка следует, что величина накопления в результирующем импульсе энергии уменьшается с расстройкой, а форма импульса остается неизменной и совпадает с формой лазерного импульса.

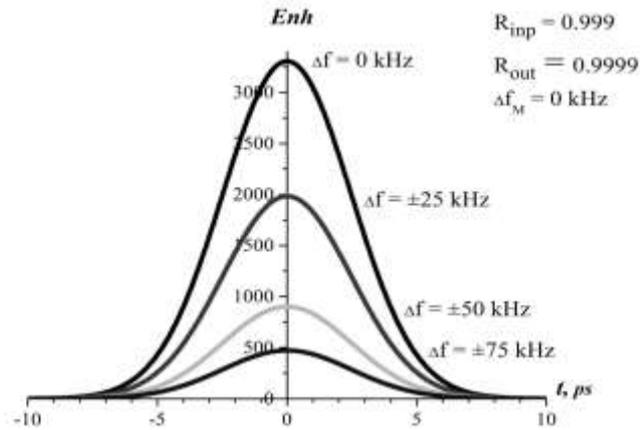


Рис. 6. Вид накопленного в резонаторе импульса для различных сдвигов между его собственными частотами и гармониками лазерного излучения

с) Согласование любой из гармоник лазерного излучения с одной из собственных частот накапливающего резонатора: $\Delta f = 0$ и $\Delta f_M \neq 0$.

На рис.7 представлен вид накопленных в резонаторе импульсов для различных сдвигов между межмодовыми частотами лазерного и накапливающего резонаторов. Последний образован двумя сферическими отражателями с коэффициентами отражения $R_{inp} = R_{out} = 0.9999$. Расчеты выполнены для тех же параметров лазерного излучения и геометрических размеров резонатора, которые были приведены выше.

Из рисунка видно, что с увеличением $|\Delta f_M|$ уменьшается величина накопленного импульса, а также, существенно искажается его форма. В зависимости от знака Δf_M происходит затягивание либо переднего ($\Delta f_M = (f_{rep} - f_{FSR}) < 0$), либо заднего ($\Delta f_M > 0$) фронта импульса. Наблюдается, в целом, увеличение его длительности.

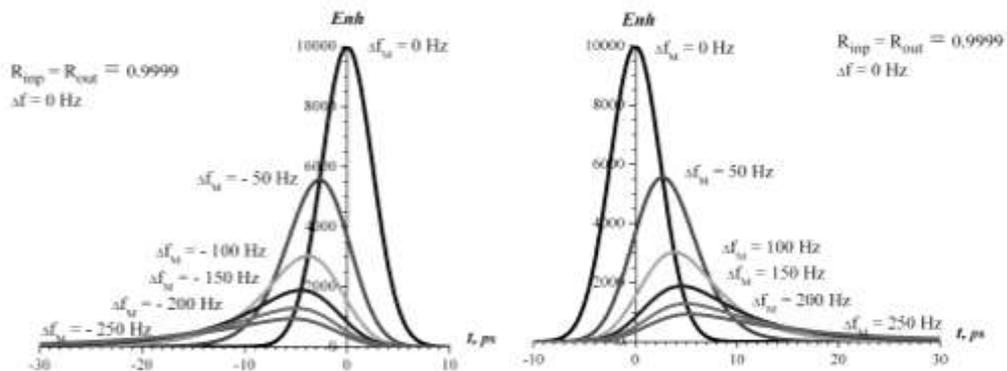


Рис. 7. Вид накопленного импульса для различных сдвигов межмодовых частот резонатора и лазерных импульсов.

Как показали расчеты, эти эффекты наиболее выражены в высокодобротных резонаторах. На рис.8 показано поведение интенсивности в максимуме накопленного импульса и величины энергии в нем. Более медленное спадание последней подтверждает факт уширения импульса.

Анализ полученных результатов показывает, что для эффективного накопления лазерных импульсов в оптическом резонаторе и уменьшения искажения формы накопленного импульса, необходимо более точно осуществлять возбуждение колебания в резонаторе одной из лазерных гармоник ($\Delta f \rightarrow 0$) и сводить к возможному минимуму различия в их межмодовых частотах ($\Delta f_M = \Delta f_{min}$).

В каждом конкретном случае (используются системы с конкретным типом лазера и накапливающего резонатора) могут быть достигнуты только свои величины накопления и формы импульса. Наиболее близкие значения этих параметров к идеальным можно получить только в низкодобротных накапливающих резонаторах.

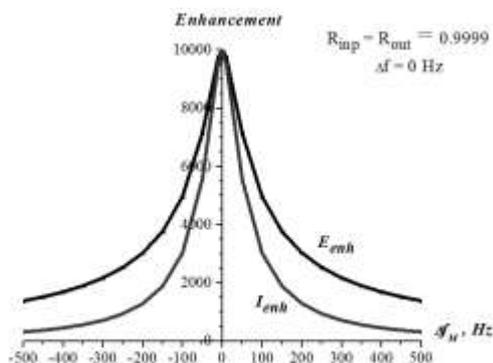


Рис. 8. Зависимость максимального значения интенсивности и энергии накопленного импульса от сдвига межмодовых частот резонатора и лазерного излучения

При использовании высокодобротных резонаторов в реальных системах следует исходить из компромисса между требованием получить значительное накопление и уширением при этом накопленного импульса, а также возможностью поддерживать минимальное отклонение несущей частоты лазерного излучения с соответствующей собственной частотой резонатора, на которой происходит его наилучшее возбуждение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе удалось разобраться с механизмом сложения лазерных импульсов в оптическом резонаторе. Установлено что когерентного, т.е. со 100% эффективностью, суммирования импульсов получить нельзя. Возбуждать лазерными гармониками резонатор точно на всех его собственных частотах одновременно не удастся. Причиной этого является несовпадение на практике спектров реального лазера и резонатора. Различие в их межмодовых частотах ($\Delta f_M \neq 0$) ведет не только к снижению эффективности накопления в такой системе, но также к уширению накопленного импульса. Последний эффект не наблюдается в случае, когда лазер и резонатор имеют одинаковые межмодовые частоты ($\Delta f_M = 0$).

Полученные в работе результаты и их анализ позволяют с большим пониманием подходить к выбору необходимых для таких задач лазерных и накапливающих резонаторов. Эта работа, несомненно, будет интересна и полезна многим исследователям.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Z. Huang and R.D. Ruth. Laser-Electron Storage Ring // Phys. Rev. Lett. 1998, v.80, p.976-979.
2. E. Bulyak, A. Dovbnya, P. Gladkikh et al. A compact X-ray source based on Compton scattering // Particle Accelerator Conference. N.Y., USA, 1999, p.3122-3124.
3. J. Urakawa et al. Laser Super Cavity. Paper TH2-4 presented at the 21-th ICFA beam dynamics work-shop on Laser-Beam Interactions, June 11-15, 2001, Stony Brook, NY, USA.
4. V.P. Androsov, I.M. Karnaukhov and Yu.N. Telegin. Coherent stacking of laser pulses in a high-Q optical cavity for accelerator applications :e-preprint, <http://arxiv.org/list/physics/0407028>, 2004, 11p.
5. V.M. Androsov, I.M. Karnaukhov and Yu.N. Telegin. The system of enclosed optical cavities as a tool for laser photons storing // PAST. Series: Nuclear Physics Studies. 2004, 2(43), p. 105-107.
6. F. Zomer. Cavity enhancement of ps pulses with 30 000 finesse.//in *CLEO: 2013*, OSA Technical Digest (online) (Optical Society of America, 2013), paper QTh1D.5.
7. A. Börzsönyi, R. Chiche, E. Cormier, R. Flaminio, P. Jojart, C. Michel, K. Osvay, L. Pinard, V. Soskov, A. Variola, and F. Zomer. External cavity enhancement of picosecond pulses with 28,000 cavity finesse// Appl. Opt. 52. 2013, 8376-8380.