

09;10

## ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПЕРЕКРЕСТНОГО ЖЕЛОБКОВОГО РЕЗОНАТОРА В ЛАЗЕРЕ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

© Ф.Ф.Барышников

Определены условия, при которых в лазере на свободных электронах с перекрестным желобковым резонатором возбуждается основная мода, имеющая кольцевую структуру на зеркалах и максимум интенсивности в центре резонатора в месте расположения ондулятора. Получены выражения для электромагнитного поля в резонаторе и для относительного заселения гармоник. Показано, что для преимущественного возбуждения основной моды необходимо выбирать параметры резонатора, в частности размер центрального отверстия, из условия подавления высших гармоник при достаточно эффективной накачке основной моды.

1. Перекрестные желобковые резонаторы (ПЖР [1,2], рис. 1), обладают геометрией поля, делающей их привлекательными для использования в мощных лазерах на свободных электронах (ЛСЭ). Так, одна из возможных схем построения ЛСЭ [3,4] предполагает, что оптический резонатор будет использоваться только для пространственной модуляции плотности электронного пучка, а мощное излучение будет формироваться во внешнем, не связанном с оптическим резонатором ондуляторе. ПЖР в этом случае повышает эффективность взаимодействия электромагнитного поля с электронным пучком и позволяет транспортировать электронный пучок вдоль оси через центральное отверстие.

Напомним, что в альтернативном случае при проводке электронного пучка с отклонением от центральной оси может нарушаться его пространственная когерентность, необходимая для генерации мощного излучения во внешнем ондуляторе.

При анализе возбуждения следует учесть то, что кольцевая мода ПЖР взаимодействует с ондуляторным излучением, имеющим максимум на оси резонатора (высшие гармоники и возбуждение конусным распределением в настоящей заметке не рассматриваются).

2. Спектр ондуляторного излучения имеет угловую ширину  $\theta_s$ , равную по порядку [5]

$$\theta_s \approx 1/\gamma,$$

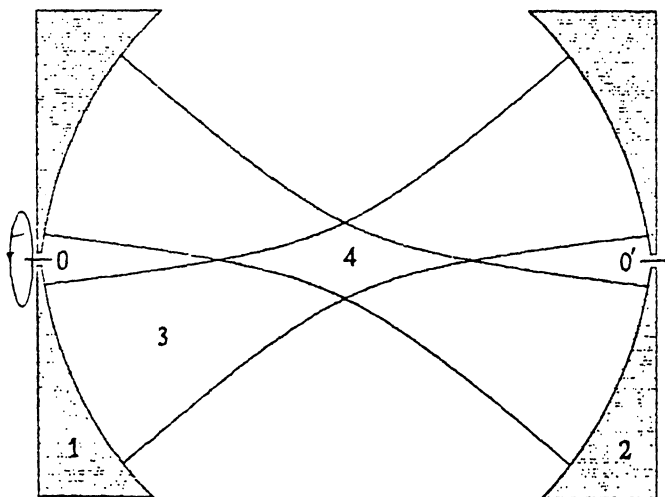


Рис. 1. Геометрия перекрестного желобкового резонатора и схематическое распределение поля в резонаторе: 1, 2 — зеркала резонатора, 3 — распределение поля, 4 — область расположения ондулятора,  $OO'$  — ось вращательной симметрии системы.

где  $\gamma$  — электронная энергия в единицах энергии покоя  $mc^2$ . Мы не рассматриваем влияние на угловую ширину когерентных эффектов, связанных с пространственной группировкой электронного пучка. Существенно то, что угловой спектр резко спадает на крыльях, поэтому ниже для  $P = \sqrt{q}f$  используется гауссова аппроксимация

$$P = \sqrt{q}f, \quad f = \frac{1}{\sqrt{\rho}\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(x-a)^2}{2\rho^2}\right),$$

где возбуждающая функция  $f$  предполагается квадратично-нормированной, смещенной относительно центра кольцевой полосы на расстояние  $a$  и имеющей собственную ширину  $\rho$ , а  $q$  равно приращению энергии поля за один проход электронов через резонатор.

Для удобства вместо угловых переменных здесь введены линейные смещения на зеркалах резонатора.

В результате возбуждающего действия  $P$  в резонаторе будет формироваться некоторое распределение поля, зависящее как от параметров возбуждения, так и от потерь  $\gamma_n$  мощности на проход для соответствующих гармоник.

Для оценок рассмотрим двумерный случай и разложим, используя [6, с. 488], возбуждение  $f$  по собственным функциям ПЖР, которые в практически важном диапазоне параметров резонатора совпадают со смещенными на расстояние

$a$  волновыми функциями  $\phi_n(x)$  традиционного двумерного резонатора с круговыми зеркалами

$$f = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \phi_n(x);$$

$$a_n = \exp(-\alpha^2 / (1 + \chi^2)) (1 - \chi^4)^{1/4} \chi^n H_n\left(\frac{\alpha}{\chi}\right) / \sqrt{2^n n!}; \quad (1)$$

$$\phi_n(x) = \frac{1}{\sqrt{b\sqrt{\pi}}} \exp\left(-\frac{x^2}{2b^2}\right) H_n\left(\frac{x}{b}\right) / \sqrt{2^n n!},$$

причем  $\alpha = 2ab / (b^2 \rho^2)$ ,  $\chi = \sqrt{(b^2 - \rho^2)(b^2 + \rho^2)}$ , а  $b$  — ширина основной гармоники.

Из (1) с учетом затухания  $\gamma_n$  следуют выражения для распределения поля  $E(x)$  и интенсивности  $I_n(x)$   $n$ -й гармоники

$$E(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt{\frac{q}{\gamma_n}} a_n \phi_n(x);$$

$$I_n(x) = \frac{q}{\gamma_n} |a_n \phi_n(x)|^2. \quad (2)$$

3. Будем считать, что потери интенсивности в резонаторе определяются краевой дифракцией на центральном отверстии и внешнем крае зеркала. Введем параметр  $c = ka^2 / L$ , где  $a \approx D/2$ ,  $L$  — длина резонатора, а  $D$  — апертура зеркала от внешнего до внутреннего края. Предположим, что параметр  $c$  велик, что соответствует малым потерям, и используем асимптотическое разложение для коэффициентов затухания  $\gamma_n$ , приведенное в [7], см. также [8] для случая  $c \geq 1$  и  $c \leq n$ :

$$\gamma_{n,0} \equiv \gamma_n = \gamma_0 \frac{(8c)^n}{n!},$$

$$\gamma_0 = 2\sqrt{\pi c} \exp(-2c). \quad (3)$$

Как показано в [7], асимптотическое выражение (3) может быть использовано для оценок затухания не только для больших  $c$ , но и для  $c \sim 1$ .

Запишем окончательно, используя (3), выражение для относительной заселенности гармоник  $\varepsilon_n \equiv I_n / I_0$ :

$$\varepsilon_n = \frac{2H_n^2(\alpha/\chi)}{(8c^n)/n!} \left( \frac{\chi^{2n}}{2^n n!} \right). \quad (4)$$

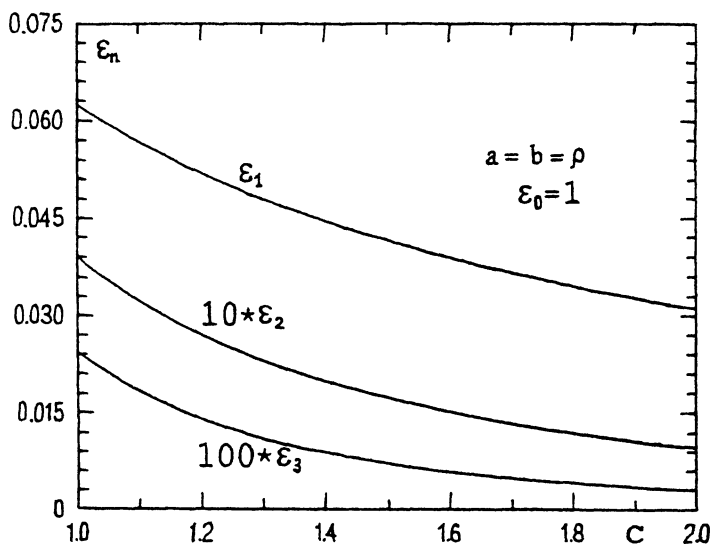


Рис. 2. Сравнительная заселенность различных гармоник ( $n = 0-3$ ) в зависимости от параметра затухания  $c$  для  $a = b = \rho$ .

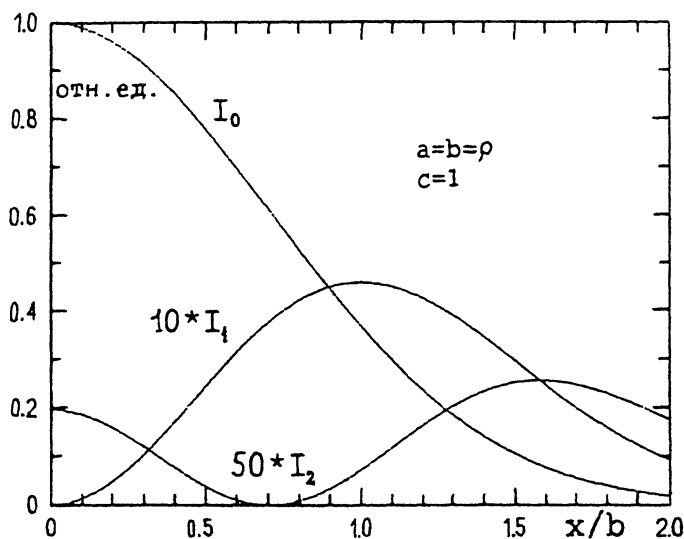


Рис. 3. Сравнительная координатная зависимость основной, первой и второй гармоник для  $a = b = \rho$ ;  $c = 1$ . Для наглядности интенсивности первой и второй гармоник увеличены в 10 и 50 раз соответственно.

Выражения для электромагнитного поля (2) и для относительного заселения гармоник (4) являются основными результатами работы, которые используются ниже для некоторых оценок.

4. Оценим для иллюстрации зависимость от параметра затухания  $s$  относительной заселенности различных гармоник  $\epsilon_n$ , (4) для  $n = 0-3$ . Выберем для конкретности следующие соотношения между основными параметрами:  $a = b = \rho$ , а  $c$  будем изменять в диапазоне от 1 до 2. Результаты расчета отражены на рис. 2. Обращает на себя внимание резкая зависимость заселенности гармоники от ее номера и от параметра  $c$ , что подтверждает необходимость аккуратной оптимизации при конструировании резонаторов.

На следующем рис. 3 показана сравнительная координатная зависимость интенсивности основной, первой и второй гармоник, см. формулу (2). Здесь при расчете по-прежнему полагалось  $a = b = \rho$ , кроме того, выбрано значение  $c = 1$ . Для выбранных параметров очевидно преобладание заселенности основной гармоники.

5. Результаты работы показывают, что при надлежащем выборе параметров резонатора возможно преимущественное заселение основной гармоники, имеющей малые дифракционные потери и вследствие этого высокую интенсивность, которая еще больше возрастает в центре резонатора вследствие суммирования полей различных элементарных резонаторов. Это обстоятельство способствует усилению взаимодействия электромагнитного поля с электронным пучком и повышает эффективность работы лазера на свободных электронах.

Еще одна важная особенность рассматриваемого резонатора — кольцеобразная форма основной моды на зеркалах — делает возможным использование центрального отверстия в зеркале для транспортировки электронного пучка и для последующего использования его для генерации мощного когерентного излучения во внешнем ондуляторе, не связанном с оптическим резонатором. Такая схема лазера позволяет получать мощное излучение при относительно небольшой интенсивности излучения в оптическом резонаторе.

#### Список литературы

- [1] Богатова Г.А., Перебейнос В.В., Чебуркин Н.В. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. 1995. V. A359. P. 61-62.
- [2] Барышников Ф.Ф., Богатова Г.А., Перебейнос В.В. // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. В. 4. С. 349-352.
- [3] Кулипанов Г.Н., Литвиненко В.Н., Соколов А.С., Винокуров Н.А. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. 1991. V. A308. N 1/2. P. 106-108.

- [4] Гаериллов Н.Г., Кулипанов Г.Н., Литвиненко В.Н., Пинаев И.В., Попик В.М., Сильверстов И.Г., Соколов А.С., Винокуров Н.А., Воблый П.Д. // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. 1991. V. A308. P. 109-110.
- [5] Алферов Д.Ф., Башмаков Ю.А., Бессонов Е.Г. // Труды ФИАН им. П.Н. Лебедева. 1975. Т. 80.
- [6] Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. Специальные функции. М.: Наука, 1983. 752 с.
- [7] Тер-Погосян А.С. // Известия вузов. Приборостроение. 1974. Т. 17. В. 1. С. 112-117.
- [8] Комаров И.В., Пономарев Л.И., Славянов С.Ю. Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. М.: Наука, 1976. 320 с.

ГП ОКБ "Гранат"  
Москва

Поступило в Редакцию  
22 июля 1996 г.