

# Петлевой ВРМБ-генератор на неподвижной решетке нелинейного показателя преломления

И.М.Бельдюгин, А.А.Гордеев, В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, С.И.Михайлов, В.Б.Соболев

*Исследована петлевая схема ВРМБ-генератора, в которой излучение накачки, вышедшее из нелинейной среды, направляется обратно в среду навстречу исходному излучению. Для увеличения длины взаимодействия используется световод. В такой схеме обратная связь осуществляется на неподвижной решетке нелинейного показателя преломления, образованной волнами накачки. Генерируемый в петле сигнал на стоксовой частоте распространяется в направлении, противоположном накачке, и усиливается за счет классического ВРМБ назад. Такой генератор можно рассматривать как генератор с распределенной обратной связью, созданной самими волнами накачки.*

**Ключевые слова:** петлевая схема, ВРМБ-генератор, решетка нелинейного показателя преломления, пороговый инкремент усиления.

Петлевые генераторы с параметрической обратной связью обладают целым рядом особенностей, в том числе полезных для практических применений, что привлекает к ним внимание исследователей вплоть до настоящего времени [1–3]. Как известно, такие генераторы можно создавать как на «отражательных», так и на «просветных» решетках нелинейного показателя преломления [4]. В первом случае пучок накачки с амплитудой  $E_2^p$  после прохождения по петле заводится в активную среду через то же окно кюветы, что и входной пучок накачки с амплитудой  $E_1^p$  (рис.1,а). В случае «просветных» решеток эти пучки накачки заводятся в активную среду с противоположных сторон (рис.1,б). При этом решетки нелинейного показателя преломления, которые и создают параметрическую обратную связь, порождают интерференцией волн накачки  $E_{1,2}^p$  и спонтанно рассеянных в нужных направлениях сигнальных волн  $E_{3,4}^s$  (рис.1):

$$\delta n \sim E_1^p E_4^{s*} + E_2^p E_3^{s*}. \quad (1)$$

В литературе описаны эксперименты, выполненные по схеме рис.1,б с использованием активных ВРМБ-сред [5]. В качестве механизма генерации авторы [5] рассматривают ВРМБ вперед. Прямым доказательством этого могла бы послужить регистрация значительно меньшего стоксова сдвига в излучении генерации по сравнению с излучением ВРМБ назад, однако подобные измерения проведены не были. Ниже предлагается иной физический механизм возникновения генерации в петле. Получение генерации в данной схеме, а также оценка пороговых инкрементов усиления и является целью настоящей работы.

**И.М.Бельдюгин.** ГУП «НПО "Астрофизика"», Россия, 125424 Москва, Волоколамское ш., 95  
**А.А.Гордеев, В.Ф.Ефимков, И.Г.Зубарев, С.И.Михайлов, В.Б.Соболев.** Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: efimkov@sci.lebedev.ru, zubarev@sci.lebedev.ru, sergmihailov@tochka.ru

Поступила в редакцию 17 февраля 2009 г.

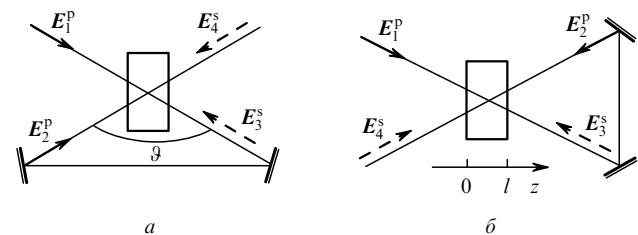


Рис.1. Петлевые генераторы на отражательных (а) и просветных (б) решетках нелинейного показателя преломления;  $E_{1,2}^p$  – волны накачки;  $E_{3,4}^s$  – генерируемые в петле сигнальные волны; прямоугольником обозначена активная нелинейная среда.

Если рассеяние происходит без сдвига частоты, как, например, в случае фоторефрактивных кристаллов или усилителей на гранате с неодимом, то интерференционные решетки (1) неподвижны в пространстве. В экспериментальной практике в схеме рис.1,а углы  $\vartheta$  между волновыми векторами накачки и сигнальной волны (т. е. углы между векторами  $E_1^p$  и  $E_4^s$  и векторами  $E_2^p$  и  $E_3^s$ ) составляют порядка  $\pi$ . Поэтому период соответствующей решетки нелинейного показателя преломления  $L = \lambda \times [2 \sin(\vartheta/2)]^{-1} \approx \lambda/2$ , где  $\lambda$  – длина световой волны накачки в среде.

В случае рис.1,б углы  $\vartheta$  между теми же парами векторов находятся в диапазоне  $10^{-2} - 10^{-1}$  рад, поэтому периоды пространственных нелинейных решеток обычно лежат в диапазоне  $L = \lambda/[2 \sin(\vartheta/2)] \approx \lambda/\vartheta \approx (10 - 100)\lambda$ . Следовательно, используемые в экспериментах «просветные» решетки крупнее «отражательных», и поэтому они менее чувствительны к движению и диффузии частиц в газах, а также к теплопроводности в твердых телах.

Если рассеяние происходит со сдвигом частоты, как в случае ВРМБ, то решетки нелинейного показателя преломления движутся в пространстве со стороны волны с меньшим волновым вектором в сторону волны с большим волновым вектором. Что же касается периодов решеток нелинейного показателя преломления, то их соотношение остается неизменным – «просветные» решетки крупнее «отражательных». Процесс ВРМБ требует опре-

деленного времени установления, которое пропорционально как инкременту усиления, так и времени жизни акустических фононов  $\tau$ . Этот процесс носит резонансный характер, и в нем принимают участие фононы с волновыми векторами  $|\mathbf{q}| = 2|\mathbf{k}| \sin(\vartheta/2)$ , где  $\mathbf{k}$  – волновой вектор волны накачки,  $\vartheta$  – угол рассеяния. При этом время жизни акустических фононов  $\tau = 2/(\Gamma q^2)$  [6], где  $\Gamma$  – коэффициент вязкости среды. В литературе значения  $\tau$  обычно приводятся для ВРМБ назад, когда  $\vartheta = \pi$  и  $q$  имеет максимальное значение. В этом случае для большинства используемых сред  $\tau \sim 1 - 10$  нс, поэтому наблюдать ВРМБ вперед, когда  $\vartheta \approx 10^{-2} - 10^{-1}$  рад и  $\tau$  возрастает в  $10^2 - 10^4$  раз, в случае обычных лазеров с модулированной добротностью и длительностями импульсов порядка десятков наносекунд практически невозможно. В связи с этим в схеме рис. 1, б при ВРМБ не образуется классического параметрического зеркала, которое могло бы замкнуть петлю обратной связи, что необходимо для реализации петлевого ВРМБ-генератора. Отметим также очевидную необходимость более адекватного анализа ВРМБ вперед, который должен проводиться с учетом механизма релаксации объемной вязкости и отказа от метода медленных амплитуд при выводе материальных уравнений.

Тем не менее и в случае рис. 1, б существуют решетки показателя преломления, через которые может замкнуться петля обратной связи. В первую очередь – неподвижная решетка плотности, создаваемая интерференционной картиной двух почти встречных волн накачки ( $E_1^p$  и  $E_2^p$ ) благодаря явлению электрострикции. Тогда спонтанное излучение на стоксовой частоте, распространяющееся навстречу излучению накачки, будет частично отражаться от этой решетки в петлю обратной связи. И хотя период этой неподвижной решетки не согласован с длиной волны стоксова излучения, при достаточно большом коэффициенте усиления для ВРМБ назад пороговое условие для этого петлевого ВРМБ-генератора может быть выполнено. Такой генератор можно рассматривать как генератор с распределенной обратной связью.

Активные ВРМБ-среды обладают также и кубической нелинейностью, для которой поляризация среды  $P^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3$ , где  $\chi^{(3)}$  – нелинейная восприимчивость третьего порядка,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума. Времена установления этих нелинейностей в таких средах, как сероуглерод  $CS_2$ , который использовался в наших экспериментах, определяются скоростью релаксации анизотропных молекул в жидкостях и составляют  $\sim 10^{-12}$  с. При этом частотный сдвиг  $\Omega$  стоксовой компоненты при ВРМБ назад составляет  $\sim 10^{10}$  с $^{-1}$ . Поэтому интерференция волн (1) будет порождать на этой нелинейности бегущую решетку показателя преломления (фазовую решетку), на которой волны накачки будут перерассеиваться в петлю обратной связи с нужным сдвигом частоты. При достаточном коэффициенте ВРМБ-усиления это также может приводить к самовозбуждению данного петлевого ВРМБ-генератора. Правда, надо отметить, что в таких средах, как  $CS_2$ , электрострикционная нелинейность практически на порядок больше кубической.

Для генератора с распределенной обратной связью по схеме рис. 1, б из уравнений Максвелла в приближении заданного поля накачки и в предположении взаимодействия плоских волн можно получить следующую систему уравнений для медленно меняющихся амплитуд  $E_{3,4}^s$ :

$$\frac{dE_3}{dz} = -\frac{gI_1}{2} E_3 + iK^* E_4 \exp(-i\Delta kz), \quad (2)$$

$$\frac{dE_4}{dz} = \frac{gI_2}{2} E_4 - iK E_3 \exp(i\Delta kz),$$

где  $g$  – удельный коэффициент усиления при ВРМБ (в см/МВт);  $I_{1,2} = |E_{1,2}^p|^2$ ;  $K$  – коэффициент связи стоксовых волн на неподвижной решетке плотностей, созданной интерференцией волн накачки (в см $^{-1}$ );  $\Delta k$  – волновая расстройка из-за разности длин волн накачки и стоксова излучения. Если обратная связь создается за счет фазовой решетки, обусловленной кубической нелинейностью, то в (2) коэффициент  $K$  необходимо заменить на  $1/2 \gamma E_1 E_2^* = 1/2 \gamma (I_1 I_2)^{1/2} \exp(ik_p L)$ , где  $\gamma = k \chi^{(3)}/n^2$ ,  $k$  – волновой вектор,  $n$  – показатель преломления среды. Граничные условия имеют следующий вид:

$$E_4(0) = 0, \quad E_3(l) = \sqrt{R} E_4(l) \exp(ik_s L),$$

$$E_2 = \sqrt{R} E_1 \exp(ik_p L), \quad (3)$$

где  $\sqrt{R}$  – коэффициент отражения для полей излучения в петле обратной связи;  $k_s, k_p$  – соответствующие волновые векторы;  $L$  – длина внешней части петли.

Путем замены

$$E_3(z) = a_1(z) \exp\left(-i \frac{\Delta kz}{2}\right), \quad (4)$$

$$E_4(z) = a_2(z) \exp\left(i \frac{\Delta kz}{2}\right)$$

система (2) приводится к системе уравнений с постоянными коэффициентами

$$\frac{da_1}{dz} = -\left(\frac{gI_1}{2} - i \frac{\Delta k}{2}\right) a_1 + iK^* a_2, \quad (5)$$

$$\frac{da_2}{dz} = \left(\frac{gI_2}{2} - i \frac{\Delta k}{2}\right) a_2 - iK a_1.$$

Решив эту систему и воспользовавшись граничными условиями (3), найдем пороговое условие для самовозбуждения петлевого генератора по схеме рис. 1, б:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{gI}{4} - i \frac{\Delta k}{2}\right) \cosh(\beta l) - \beta \sinh(\beta l) \\ & = iK\sqrt{R} \exp(i\Delta k l) \sinh(\beta l). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь

$$I = I_1 + I_2; \quad \beta = \left[ \left(\frac{gI}{4} - i \frac{\Delta k}{2}\right)^2 + |K|^2 \right]^{1/2}.$$

В системе уравнений (2) неявно предполагается, что усиление происходит на центре линии ВРМБ-усиления, и тогда  $g$  – действительная величина. В генераторах, как правило, это не так: генерация происходит на смещенной частоте. Поэтому реально  $g$  является комплексной величиной, и в (6) надо подставить  $g = g' + ig''$ . Здесь действительная часть (6) будет определять пороговый инкремент усиления, а мнимая – частоту генерации. Для упро-

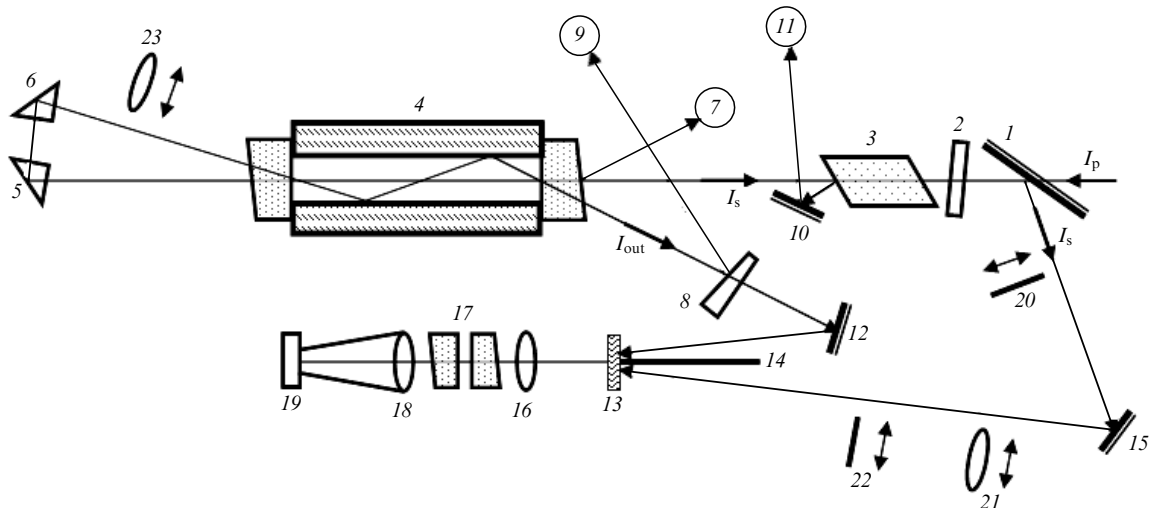


Рис.2. Схема эксперимента:

1 – поляризатор; 2 – кварцевая пластинка 45°; 3 – стержень из магнитооптического стекла; 4 – светопровод с активным веществом; 5, 6 – поворотные призмы; 7, 9, 11 – фотодатчики для измерения энергии; 8 – стеклянный клин; 10, 12, 15 – плотные зеркала; 13 – рассеиватель; 14 – экран; 16 – линза; 17 – эталон Фабри–Перо; 18 – объектив; 19 – фоточувствительная матрица; 20, 22 – фотопластинки; 21, 23 – линзы.

щения выражения для порога генерации система (2) решалась с учетом того, что в эксперименте  $gI \gg |K|$ , а  $R \sim 1$ . Тогда для минимального порогового инкремента  $G_{th} = gI_{th}l$  можно получить следующую оценку:

$$\exp G_{th} \approx \frac{g}{\gamma} \left[ 1 + \frac{(2\Delta kl)^2}{G_{th}^2} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Схема экспериментальной установки показана на рис.2. Одномодовое и одночастотное излучение накачки  $I_p$  с поляризацией в горизонтальной плоскости проходит через диэлектрический поляризатор 1, кварцевую пластинку 2, вращающую плоскость поляризации на 45°, и фарадеевскую развязку (ФР) 3. После развязки плоскость поляризации излучения накачки становится вертикальной. Далее излучение проходит через кювету со светопроводом 4 размером  $1 \times 1$  см и длиной  $l = 20$  см, заполненную активной средой (сероуглерод  $CS_2$ ). Падающее на кювету излучение накачки отражается от ее окна на фотодатчик 7, измеряющий энергию накачки. После светопровода пучок накачки призмами 5 и 6 возвращается в светопровод, в котором дважды отражается от его стенок. При этом ось пучка проходит через центры обоих торцов светопровода, а величина угла между пучками определяется выражением  $\vartheta = \arctan(2d/l) \approx 5.7^\circ$ . Вышедшее из светопровода излучение накачки  $I_{out}$  отражается стеклянным клином 8 на фотодатчик 9. Генерируемое в петле излучение на стоксовой частоте  $I_s$  распространяется навстречу накачке, отражается от торца магнитооптического стержня ФР 3 и зеркалом 10 направляется на фотодатчик 11. После прохождения стержня 3 и 45°-ной кварцевой пластинки 2 излучение остается вертикально поляризованным и отражается от поляризатора 1.

Для измерения спектров излучения накачки  $I_{out}$  и генерации  $I_s$  эти пучки направлялись зеркалами 12 и 15 соответственно на рассеиватель 13, причем освещали на нем области, не пересекающиеся между собой благодаря непрозрачному плоскому и тонкому экрану 14. Рассеиватель находился в фокусе линзы 16 (фокусное расстояние 16 см). Далее располагались эталон Фабри–Перо 17 с зазором  $d = 1$  см, фотообъектив 18 (фокусное расстояние 200 мм) и фоточувствительная матрица 19 (WinCamD-

УСМ), находящаяся в фокусе объектива и подсоединенная к компьютеру. При такой схеме измерения спектров в фокусе объектива 18 образуется эталоннограмма с двумя разделенными областями, одна из которых принадлежит пучку накачки  $I_{out}$ , другая – пучку генерации  $I_s$ . Для измерения формы импульсов накачки и генерации использовались скоростной фотодиод Det 10А и цифровой осциллограф Rigol DS 5202CA с полосой пропускания 200 МГц. Регистрация излучения генерации в ближней зоне осуществлялась с помощью фотопластинки 20, которая вводилась в пучок  $I_s$ , отраженный от поляризатора 1. Регистрация излучения генерации в дальней зоне осуществлялась с помощью линзы 21 с фокусным расстоянием 105 см и фотопластинки 22, которые вводились в пучок  $I_s$ , отраженный от зеркала 15. При этом фотолампа находилась в фокусе линзы. Фотодатчики 7, 9, 11, измеряющие энергии импульсов, представляли собой фотодиоды с интегрирующими цепочками, сигналы с которых подавались на цифровые осциллографы Rigol DS 5022M с полосой пропускания 25 МГц.

Обычно при исследовании петлевых ВРМБ-генераторов по схеме рис.1,а не возникает вопроса о том, что собственно наблюдается – генерация в петле или просто ВРМБ назад с уровня спонтанных шумов. Это связано с большим различием пороговых инкрементов для этих процессов,  $\sim 1$  в первом случае и  $\sim 25$  во втором. В исследованной нами схеме рис.2 это различие не столь велико, и нужны некоторые обоснования того, что мы наблюдаем именно генерацию в петле.

В нашей работе [7] для используемой в данном эксперименте кюветы мы измерили пороговое значение инкремента усиления для ВРМБ назад с уровня спонтанных шумов  $G_{th} = gI_{th}l \approx 10$ . В петлевом генераторе (рис.2) вышедшее после первого прохода из кюветы излучение накачки возвращается обратно в кювету. В данном случае возникает вопрос о значении порогового инкремента для ВРМБ назад с уровня спонтанных шумов. Пороговый инкремент зависит от геометрических параметров активной среды [7]:

$$G_{th} - \ln G_{th} = \ln \frac{1}{A}, \quad A = \eta l \frac{\partial R}{\partial o}, \quad (8)$$

где  $\eta = 10^2$  – эмпирический коэффициент;  $l$  – длина активной ВРМБ-среды;  $\partial r/\partial \sigma \sim 10^{-7} \text{ см}^{-1} \cdot \text{ср}$  – сечение спонтанного рассеяния;  $\delta \sigma$  – телесный угол, в пределах которого спонтанное излучение распространяется по активной среде. Расчет по формуле (8) для нашей кюветы, заполненной  $\text{CS}_2$ , дает  $G_{\text{th}} \approx 10.5$ , что хорошо согласуется с экспериментом. С точки зрения ВРМБ назад с уровня спонтанных шумов петлю можно рассматривать как две одинаковые кюветы, расположенные на расстоянии  $L$  друг от друга. Тогда в формуле (8)  $l$  надо заменить на  $2l = 40 \text{ см}$ , а  $\delta \sigma \approx 1 \text{ ср}$  – на  $\delta \sigma = S/(L/2)^2 = 1/(45)^2 \approx 5 \times 10^{-3} \text{ ср}$ ; в итоге получим  $G_{\text{th}} \approx 17.5$ , т. е. организация петли в нашем случае не приводит к понижению порогового инкремента ВРМБ с уровня спонтанных шумов.

Экспериментальная зависимость энергии генерации петлевого ВРМБ-генератора от энергии импульса накачки приведена на рис.3. С учетом длительности импульса накачки  $\tau = 40 \text{ нс}$ , коэффициента усиления в  $\text{CS}_2$   $g = 5 \times 10^{-2} \text{ см/МВт}$  и размеров светопровода  $1 \times 1 \times 20 \text{ см}$  получаем экспериментальное значение порогового инкремента  $G_{\text{th}} = gI_{\text{th}}l \approx 5$ . Оценка порогового инкремента усиления по формуле (7) дает близкое к этому значение. Осциллограммы импульсов накачки и петлевого ВРМБ-генератора приведены на рис.4. Спектры излучения накачки и петлевого ВРМБ-генератора приведены на рис.5. Интерферометр Фабри–Перо имел зазор  $d = 1 \text{ см}$ , что при обработке интерферограмм дает сдвиг  $\Omega = 0.125 \text{ см}^{-1}$ , отвечающий стоксову сдвигу в  $\text{CS}_2$  при ВРМБ назад. Отметим, что аналогичные результаты были получены нами, когда в качестве активной среды использовался четыреххлористый углерод.

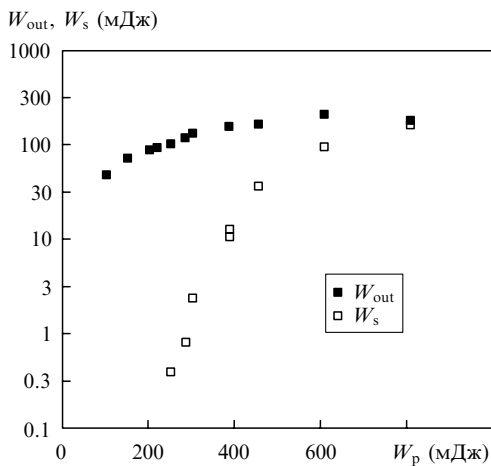


Рис.3. Зависимости энергии накачки  $W_{\text{out}}$  на выходе светопровода и энергии генерации  $W_s$  от энергии накачки  $W_p$ .

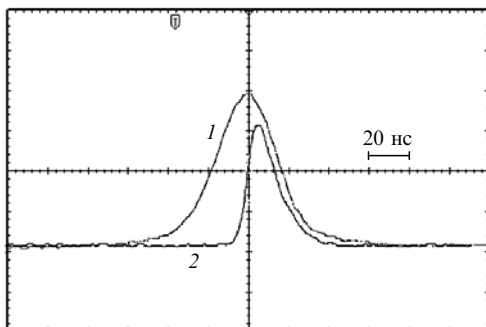


Рис.4. Осциллограммы мощности накачки (1) и генерации (2).

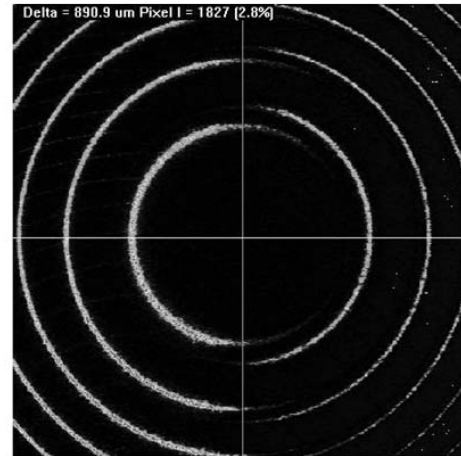


Рис.5. Эталонные спектры излучения накачки  $I_{\text{out}}$  (справа от вертикальной оси) и излучения генерации  $I_s$  (слева от вертикальной оси).

Геометрические параметры петлевого ВРМБ-генератора в нашем случае имели такие значения, что число Френеля для него составляло  $\sim 200$ . Поэтому генерация носила сугубо многомодовый характер (рис.6); это обстоятельство использовалось нами при оценке минимального порогового инкремента. Некоторое уменьшение числа Френеля было достигнуто путем введения в петлю обратной связи линзы 23 (см. рис.2) с  $F = 60 \text{ см}$ ; светопровод располагался между линзой и ее фокальной плоскостью так, что поперечное сечение пучка накачки на дальнем от линзы окне кюветы имело размеры  $0.4 \times 0.4 \text{ см}$ . Это привело к снижению порогового инкремента и росту генерируемой энергии (рис.7), а также к уменьшению расходимости генерируемого излучения в дальней зоне (рис.8).

Таким образом, в работе реализован петлевой ВРМБ-генератор, в котором обратная связь осуществляется на неподвижной решетке нелинейного показателя преломления. При этом генерируемый в петле сигнал усиливается за счет классического ВРМБ назад. Такой генератор можно рассматривать как генератор с распределенной обратной связью, созданной самими волнами накачки. Данная схема может оказаться полезной для некоторых приложений, например при попытках сфазировать излучение нескольких петлевых генераторов. Дело в том, что неподвижные решетки нелинейного показателя

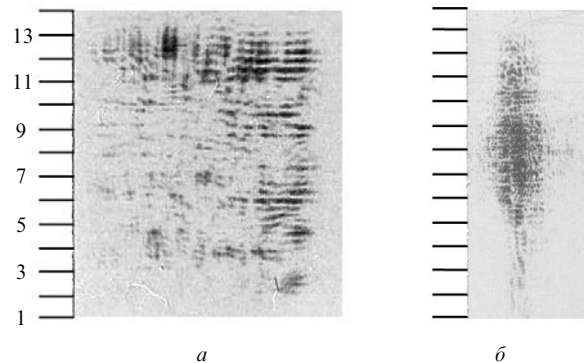


Рис.6. Распределение плотности энергии генерации в ближней зоне (на расстоянии  $\sim 100 \text{ см}$  от правого торца светопровода) (а) и в дальней зоне (в фокусе линзы с  $F = 105 \text{ см}$ ) (б); слева – миллиметровая шкала.

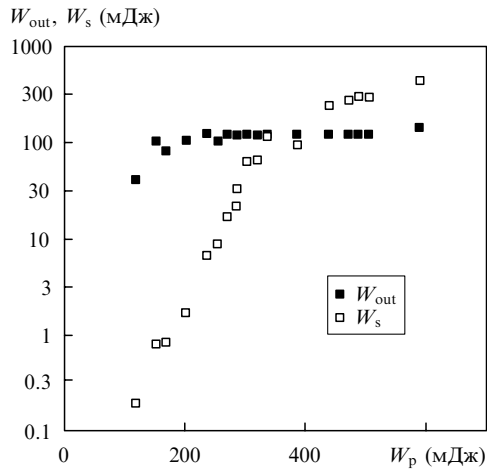


Рис.7. Зависимости энергии накачки  $W_{out}$  на выходе светопровода и энергии генерации  $W_s$  от энергии накачки  $W_p$  для схемы с линзой 20 (рис.1).

преломления, через которые осуществляется обратная связь, могут создаваться одной и той же волной накачки и поэтому могут быть сфазированы друг с другом.

1. Басиев Т.Т., Гаврилов А.В., Осико В.В., Сметанкин С.Н., Федин А.В. *Квантовая электроника*, **37** (3), 255 (2007).
2. Smith G., Damzen M.J. *Opt. Express*, **15** (10), 6458 (2007).

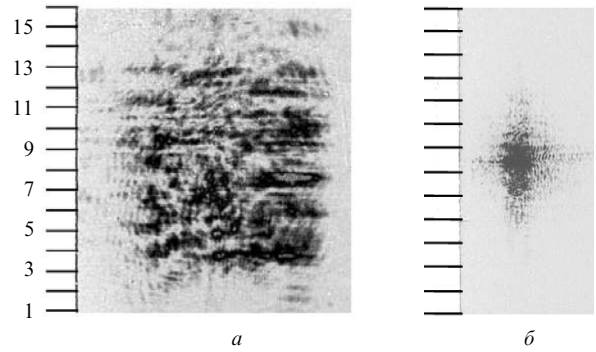


Рис.8. Распределение плотности энергии генерации в ближней зоне (на расстоянии  $\sim 100$  см от правого торца светопровода) (а) и в дальней зоне (в фокусе линзы с  $F = 105$  см) (б) для схемы с линзой 20 (рис.1) в обратном пучке накачки; слева – миллиметровая шкала.

3. Antipov O., Eremykin O., Ievlev A., Savikin A. *Opt. Express*, **12**, 4314 (2004).
4. Tikhonchuk V.T., Zozulya A.A. *Progr. Quantum Electron.*, **15**(4), 231 (1991).
5. Кулагин О.В., Петлов П.Б., Шилов А.А. *Квантовая электроника*, **19** (11), 1089 (1992).
6. Фабелинский И.Л. *Молекулярное рассеяние света* (М.: Наука, 1965).
7. Бельдюгин И.М., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. *Квантовая электроника*, **37** (7), 656 (2007).