

УДК 621.373.826

Н. Г. БАСОВ, В. И. КОВАЛЕВ и Ф. С. ФАЙЗУЛЛОВ

ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ
СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА

Обращающее волновой фронт зеркало (ОВФ-зеркало), как и любое другое зеркало, характеризуется определенным набором свойств. Для ОВФ-зеркал — это эффективность отражения R , динамический диапазон отражения, спектральные и поляризационные свойства, качество обращения волнового фронта. В настоящей работе кратко изложены основные результаты исследований указанных свойств ОВФ-зеркал в области длин волн CO_2 -лазера, выполненных в ФИАНе.

1. Эффективность отражения

На сегодняшний день ОВФ лазерного излучения в среднем ИК-диапазоне длин волн получено лишь методом четырехволнового взаимодействия (ЧВ). Осуществляя программу поиска нелинейных сред для получения высоких R при ЧВ на 10,6 мкм, мы провели исследования различных полупроводников и резонансно-поглощающих газов.

1. R при ЧВ в непоглощающей среде длиной l , характеризуемой нелинейной восприимчивостью третьего порядка $\chi^{(3)}$, дается в первом борновском приближении выражением [1]

$$R = \left| \frac{4\pi\omega}{cn} \chi^{(3)} l E_1 E_2 \right|^2, \quad (1)$$

где ω — частота лазерного излучения; E_1 , E_2 — среднеквадратичные напряженности полей опорных волн, n — показатель преломления, c — скорость света в вакууме.

Из (1) следует, что R в области 10,6 мкм оказывается уменьшенным более чем в 100 раз по сравнению с R в видимом диапазоне при прочих равных условиях. Из-за ограничений, накладываемых лучевой стойкостью и линейным поглощением сред на 10,6 мкм, максимально достигнутые R в полупроводниках Ge и HgCdTe для импульсов микросекундной длительности не превышали $\sim 20\%$ [2, 3].

Нами проведены исследования R при ЧВ в узкозонных полупроводниках InAs и InSb n -типа с концентрациями донорных примесей от 10^{14} до $\sim 10^{18}$ см $^{-3}$.

Коэффициенты линейного поглощения образцов α в зависимости от уровня легирования составили 1–30 см $^{-1}$ (см. таблицу). Порог пробоя на поверхности образцов не зависит ни от материала образцов, ни от концентрации свободных носителей в них и равен ~ 40 МВт·см $^{-2}$ [4]. В отличие от других оптических материалов в InAs и InSb еще при интенсивностях I ниже порога пробоя на поверхности наблюдается заметное уменьшение пропускания. Этот эффект обусловлен двух- и трехфотонной генерацией свободных электронов и проявляется при $I \geq 0,1$ МВт·см $^{-2}$ в InSb и при $I \geq 1$ МВт·см $^{-2}$ в InAs. Константы нелинейного поглощения в этих материалах составили соответственно $\gamma_3 = 540 \pm 200$ см 3 ·МВт $^{-2}$ и $\gamma_4 = 0,14 \pm 0,07$ см 5 ·МВт $^{-3}$ [4].

№ п. п.	$N_e \cdot 10^{-17}$, см ⁻³	α , см ⁻¹	M , см·МВт ⁻¹	l , см	$l_{\text{опт}}$, см	$I_{1 \text{ опт}}$, МВт·см ⁻²		R_M , %	
						эксп.	расч.	эксп.	расч.

М а т е р и а л InAs

1	0,1	1	2,25	0,11	0,46	1,8	1,5	26	15,4
2*	0,1	1	0,4	0,11	0,46	6	5	5	50
3	0,3	2,5	5,6	0,03	0,18	1,8	2	15	280
4	1,6	8,4	1,6	0,05	0,055	3	3,1	4	4,5
5*	1,6	4	3,9	0,05	0,11	1,6	2,1	26	7,4
6	5,3	28	2,7	0,09	0,016	4	4,6	0,8	2,6

М а т е р и а л InSb

7	0,001	5	88	0,03	0,07	0,1	0,1	13	19
8*	0,001	1	63	0,03	0,35	0,1	0,043	25	45
9	0,015	5	212	0,05	0,07	0,1	0,1	75	110
10	0,1	5	106	0,05	0,07	0,08	0,1	25	27

* Измерения проведены при температуре образцов 77 К.

Исследования зависимости R от интенсивности первой опорной волны I_1 проводились при комнатной и азотной температурах. При малых I_1 результаты (см. рис. 1) хорошо согласуются с формулой, полученной в работе Зельдовича и Яковлевой [5]:

$$R = 4M^2 I_1^2 e^{-2\alpha l} \left(\frac{1 - e^{-\alpha l}}{\alpha} \right)^2, \quad M = \frac{\pi \omega}{cn} \chi^{(3)}. \quad (2)$$

По этой формуле получена величина константы M для каждого образца (см. таблицу). При достаточно больших I_1 , однако в отличие от того, что дает теория [5] (пунктир на рис. 1), R перестает расти и дальнейший рост I_1 приводит к спаду R . Интенсивности, при которых проявляются нелинейное поглощение и отклонение от квадратичной зависимости R от I_1 , совпадают. Мы предположили, что наблюдаемая зависимость R от I_1 связана с наведенным нелинейным поглощением.

В этой связи была рассмотрена система уравнений связанных волн, в которой наряду с линейным учтено нелинейное поглощение $\gamma_n I^{n-1}$. Решение этой системы в борновском приближении дало зависимость R от I_1 , α и γ_n в следующем виде:

$$R = 4M^2 I_1^2 \exp[-2l(\alpha + \gamma_n I^{n-1})] \left[\frac{1 - \exp[-l(\alpha + \gamma_n I^{n-1})]}{\alpha + \gamma_n I^{n-1}} \right]^2, \quad (3)$$

где $I = \sum_{i=1}^4 I_i$ — сумма интенсивностей взаимодействующих волн.

Подстановка измеренных величин α , γ_n , M в (3) и сопоставление расчета (сплошные кривые на рис. 1) с экспериментом показывает хорошее согласие как в InAs, так и в InSb. Таким образом установлено, что рост R от I_1 в узкозонных полупроводниках ограничивается не порогом разрушения, как обычно считалось, а нелинейным поглощением.

Из (3) определены оптимальные (с точки зрения максимально достижимого R при известных M , γ_n , α) длина взаимодействия $l_{\text{опт}}$ и $I_{1 \text{ опт}}$:

$$l_{\text{опт}} \approx \frac{0,46}{\alpha}, \quad I_{1 \text{ опт}} \approx \sqrt[3]{\frac{\alpha}{2\gamma_4}}, \quad R_M \approx \frac{0,13M^2}{\sqrt[3]{4\gamma_4^2 \alpha^4}} \quad \text{для InAs} \quad (4)$$

и

$$l_{\text{опт}} \approx \frac{0,35}{\alpha}, \quad I_{1 \text{ опт}} \approx \sqrt[3]{\frac{\alpha}{\gamma_3}}, \quad R_M \approx \frac{0,061M^2}{\alpha \gamma_3} \quad \text{для InSb.} \quad (5)$$

В таблице приведены измеренные α , M , $I_{1 \text{ опт}}^{\text{эксп}}$, l и $R_M^{\text{эксп}}$ для всех исследованных образцов и рассчитанные по (4) и (5) значения $l_{\text{опт}}$, $I_{1 \text{ опт}}$, R_M . Сопоставление данных показывает, что: 1) $I_{1 \text{ опт}}^{\text{эксп}} \approx I_{1 \text{ опт}}$; 2) в образцах тол-

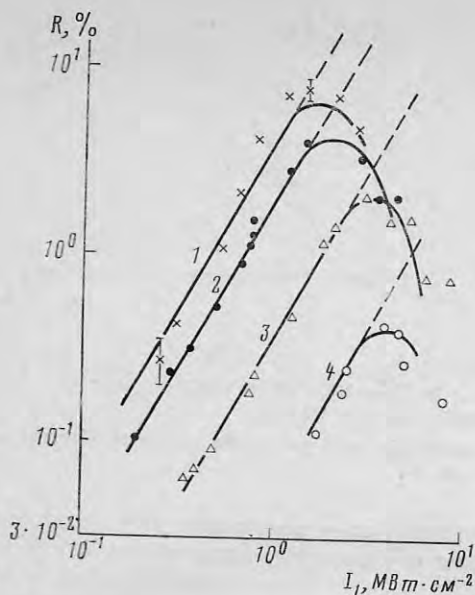


Рис. 1

Рис. 1. Зависимость R от I_1 в InAs при различных концентрациях свободных электронов N_e : 1 — 0,3; 2 — 0,1; 3 — 1,6; 4 — $5,3 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$. Пунктир — расчет по (2), сплошные кривые — расчет по (3)

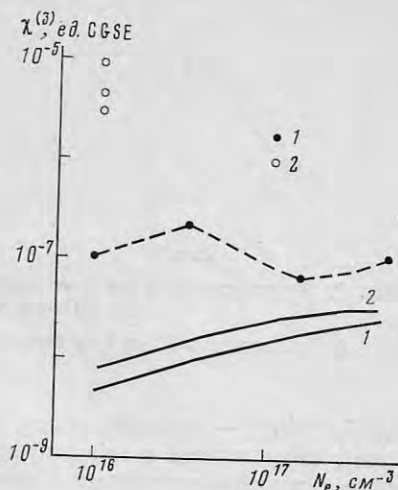


Рис. 2

Рис. 2. Зависимость $\chi^{(3)}$ в InAs (1) и InSb (2) от N_e . Сплошные кривые — расчет [6]

щиной $l \approx l_{\text{опт}} R_M^{\text{экс}} \approx R_M$; 3) при $l_{\text{опт}}$ в образцах № 1 и 3 можно было бы достигнуть R , превышающие 100%; 4) максимально достигнутое R в InSb составило $\sim 75\%$ при $I_1 \approx 0,1$ МВт·см $^{-2}$, а в InAs $\sim 26\%$ при $I_1 \approx 2$ МВт·см $^{-2}$. Из измеренных величин M определены значения $\chi^{(3)}$ в исследованных образцах, которые достигают $\sim 10^{-5}$ ед. CGSE в InSb и $\sim 2,5 \cdot 10^{-7}$ ед. CGSE в InAs (рис. 2) и до 1000 раз превышают известные данные, полученные расчетным путем [6].

2. Среди нелинейных сред, перспективных для получения ОВФ при ЧВ, значительный интерес представляют резонансно-поглощающие газы (РПГ). Экспериментальные исследования R при ЧВ в стационарном режиме взаимодействия как в BCl_3 (рис. 3) [7], так и SF_6 (рис. 4) показали, что отражение в РПГ хорошо описывается теоретической моделью, развитой в работе [8]. Согласно [8], R в приближении заданного поля определяется отношением интенсивности опорных волн I_1 и I_2 к интенсивности насыщения резонансного перехода и величиной относительной отстройки частоты излучения от центра полосы поглощения $\delta = (\omega - \omega_0) T_2$ (T_2 — время релаксации в системе) и может быть представлено в виде [9]

$$R = \left(\frac{\beta \sin \gamma l}{\gamma \cos \gamma l + \alpha \sin \gamma l} \right)^2, \quad \gamma = \sqrt{\beta^2 - \alpha^2}, \quad (6)$$

где

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \delta^2} \frac{1 + \frac{I_1 + I_2}{I_s}}{\left[\left(1 + \frac{I_1 + I_2}{I_s} \right)^2 - 4 \frac{I_1 I_2}{I_s^2} \right]^{1/2}},$$

$$\beta = \alpha_0 \frac{i + \delta^2}{1 + \delta^2} \frac{2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_s}}{\left[\left(1 + \frac{I_1 + I_2}{I_s} \right)^2 - 4 \frac{I_1 I_2}{I_s^2} \right]^{1/2}},$$

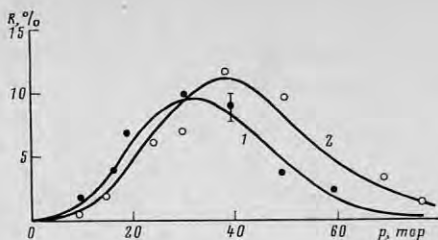


Рис. 3

Рис. 3. Зависимость R от давления газа p в BCl_3 при различных I_1 : 1 — 0,9; 2 — 1,3 $\text{МВт}\cdot\text{см}^{-2}$. Кривые — расчет по (6)

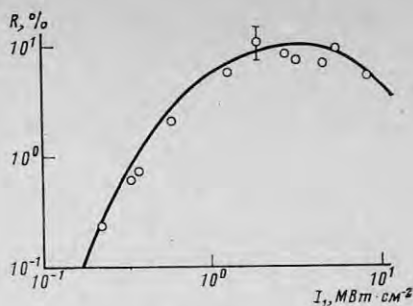


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость R от I_1 в смеси SF_6 : He (1:3,5) при давлении $p \approx 3$ атм. Кривая — расчет по (6)

$I_s = I_{s0}(1 + \delta^2)$ — интенсивность насыщения, α_0 — ненасыщенный коэффициент поглощения в максимуме полосы поглощения. Расчет по этой формуле с учетом поглощения взаимодействующих волн (сплошные кривые на рис. 3 и 4) показывает, что максимальное R при точном резонансе ($\delta = 0$) не может превышать $\sim 15\%$ в схеме ЧВ, где вторая опорная волна получается отражением первой от зеркала.

Значительно бóльшие R , даже превышающие 100%, согласно (6), достижимы при отстройке от точного резонанса, что экспериментально подтверждено в [10]. Основная трудность при этом, однако, состоит в том, что для достижения высоких R , например в SF_6 , требуются такие отстройки, что частота излучения уходит далеко от максимума полосы усиления молекулы CO_2 и эффективность лазерных систем на этих частотах оказывается низкой.

Экспериментальные исследования отражения в SF_6 [7] показали, что при давлениях 10–40 тор взаимодействие носит нестационарный характер (см. рис. 5). В этом режиме при частоте излучения CO_2 -лазера, совпадающей с максимумом полосы поглощения в SF_6 , R достигает 80% на хвосте импульса и 50% на переднем пичке [7]. Эти результаты лишь качественно описывались формулой (6), количественно же полученные R значительно превышали расчетные.

Несоответствие это, однако, можно объяснить, если учесть, что ИК-резонансное поглощение в сложных молекулах обусловлено не одним «двухуровневым» переходом, а целым набором колебательно-вращательных переходов. Как было показано в работе [11], при взаимодействии мощного импульса излучения CO_2 -лазера с молекулой SF_6 вследствие агармонизма молекулярных колебаний в режиме насыщения первого колебательного перехода при большом времени $V-T$ -релаксации ($\tau_{V-T} > \tau_{\text{имп}}$) определяющий вклад в поглощение будут вносить переходы между вышележащими колебательными уровнями.

Это эквивалентно тому, что центр полосы поглощения молекулы в процессе взаимодействия при $\tau_{V-T} > \tau_{\text{имп}}$ как бы смещается в длинноволновую область, т. е. возникает расстройка $\delta \neq 0$, и создаются условия для получения высоких R . Такого рода эффекты, как показали эксперименты [7], наблюдаются при нестационарном взаимодействии при $I/I_s \gg 1$. В этих условиях начальная часть импульса воздействующего излучения поглощается в объеме взаимодействия, создавая условия для эффективного отражения остальной части импульса.

2. Динамический диапазон отражения

Наряду с высоким R важной характеристикой ОВФ-зеркала является диапазон интенсивностей сигнальной волны I_s , в пределах которого R остается постоянным, т. е. динамический диапазон отражения. В отличие

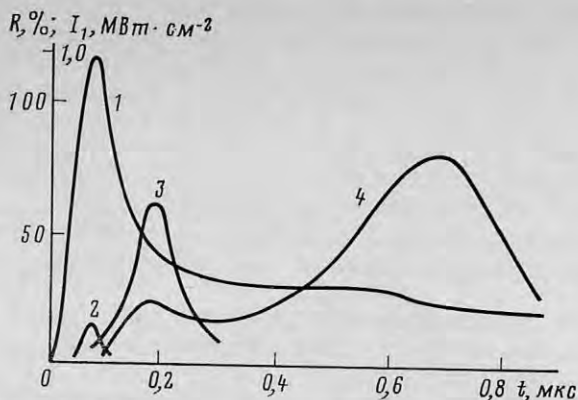


Рис. 5. Форма падающего импульса CO_2 -лазера (I) и зависимости R от времени t в SF_6 при низких давлениях: 2 - 20; 3 - 30 и 4 - 42 тор

от отражения при ВРМБ, R при ЧВ, как следует из теории, может оставаться постоянным в широком диапазоне I_3 , начиная от уровня шумов в системе, вплоть до $I_3 \approx 0,1 I_1$.

Экспериментальные исследования нижней границы динамического диапазона показали, что как в газах SF_6 и BCl_3 [12], так и в полупроводниках минимальная величина I_3 определяется рассеянием излучения опорных волн на поверхности и в объеме нелинейной среды. $I_3^{\text{мин}}$ в опытах с InAs составило $\sim 10^{-4} I_1$, в газах SF_6 и BCl_3 составило $\sim 10^{-7} I_1$.

При увеличении I_3 обнаружено, что в SF_6 и BCl_3 R остается постоянным вплоть до $I_3 \approx 0,65 I_1$, причем при больших I_3 не наблюдается сколько-нибудь заметного уменьшения R . Это обстоятельство связано с тем, что R при ЧВ в РПГ реально определяется суммой интенсивностей взаимодей-

ствующих волн $I = \sum_{i=1}^4 I_i$ (см. формулу (6)). По этой причине I_3 при усло-

вии $\alpha_0 l \gg 1$ можно изменять в широких пределах вплоть до $I_3 \approx I_1$, а R не будет меняться.

В отличие от РПГ в узкозонных полупроводниках InAs и InSb суммарной I определяется полное поглощение $\alpha + \gamma_n I^{n-1}$ и, следовательно, при заданной интенсивности первой опорной волны I_1 рост I_3 должен приводить к уменьшению R (см. формулу (3)) даже в том случае, когда перекачкой энергии из опорных волн в отраженную волну еще можно пренебречь. И действительно, при $I_3 > 0,2 I_1$ в InAs нами было обнаружено уменьшение R .

3. Поляризационные характеристики

При распространении оптического излучения в неоднородных средах может меняться не только фазовый фронт волны, но и состояние ее поляризации. В этой связи встает вопрос об исследовании поляризационных характеристик ЧВ-отражения. Знание этих характеристик важно также для разработки методов оптической развязки задающего генератора от мощного излучения второй опорной и обращенной волн, отражаемых точно назад и усиленных при двойном проходе в мощных усилителях.

Наиболее общий вид поляризации \mathbf{P} , кубичной по комплексной амплитуде светового поля \mathbf{E} для изотропной среды, дается выражением [13]

$$\mathbf{P} = \chi [(1 - \beta) (\mathbf{E}\mathbf{E}^*) \mathbf{E} + \beta (\mathbf{E}\mathbf{E}) \mathbf{E}^*]. \quad (7)$$

В данном случае константа χ характеризует нелинейность для поля с единой линейной поляризацией ($\mathbf{E} = \mathbf{E}^*$), а параметр β зависит от конкретных свойств среды. В частности, для теплового и стрикционного ме-

ханизмов, а также при взаимодействии на амплитудных решетках $\beta=0$, для механизмов, обусловленных электронной поляризуемостью, $\beta=1/3$. Второй член суммы в (7) описывает взаимодействие сигнальной волны с поляризацией, ортогональной к поляризации опорных волн. Таким образом, при $\beta=0$ от ЧВ-зеркала будет отражаться излучение лишь с поляризацией, совпадающей с поляризацией опорных волн.

Эксперименты, выполненные в Ge, Si, SF₆ и BCl₃, полностью подтвердили эти соображения. При ЧВ-отражении в Ge, обусловленном нелинейной поляризуемостью связанных электронов [2] ($\chi^{(3)} \approx 1,5 \cdot 10^{-10}$ ед. CGSE), отражение сигнальной волны с поляризацией, ортогональной поляризации обеих опорных волн, происходит с эффективностью в $\beta^{-2}=9$ раз меньшей, чем при совпадающих поляризациях [13]. При этом как в Ge так и в Si отражение, связанное с тепловым механизмом взаимодействия ($\beta=0$), отсутствовало [14].

Проведенные исследования показали, что в Ge возможно получение полного пространственно-поляризационного ОВФ. С другой стороны, для получения эффективной поляризационной развязки задающего генератора более предпочтительными представляются механизмы нелинейности с $\beta=0$.

4. Спектральные свойства

Спектр излучения мощных газовых лазеров среднего ИК-диапазона длин волн обычно состоит из большого числа линий, соответствующих различным колебательно-вращательным переходам активных молекул. В этой связи нами проведены исследования отражения многочастотного сигнала в том случае, когда опорные волны с амплитудами полей $E_{1,2}(t)$ и сигнальная волна $E_3(t)$ задаются единым многочастотным источником. Если волны $E_1(t)$ и $E_3(t)$ синхронизованы между собой, а волна $E_2(t)$ получается отражением волны $E_1(t)$ от зеркала, установленного вплотную к нелинейной среде, то выражение для интенсивности отраженного сигнала $I_4(t) = |E_4(t)|^2$ имеет вид [15]

$$I_4(t) = |Ac_1c_2c_3|^2 I(t-2T) \int_0^{2T} d\tau_1 \int_0^{2T} d\tau_2 I(t-\tau_1) I(t-\tau_2), \quad (8)$$

где $I_i(t) = c_i^2 I(t)$ ($i=1, 2, 3$), $I_i(t) = |E_i(t)|^2$, $T=l/v$, v — групповая скорость света в среде, A — константа нелинейного взаимодействия. Здесь предполагается, что нелинейность мгновенно следит за полем. Поскольку $I(t)$ обладает временными флуктуациями интенсивности, обусловленными биениями различных спектральных компонент излучения лазера, то $I_4(t)$ также флуктуирует, что даже при длине когерентности излучения $l_{\text{ког}} \ll l$ обеспечивает такое же R , как и для монохроматических волн с той же средней интенсивностью. Необходимая точность синхронизации полей $E_1(t)$ и $E_3(t)$ составляет $|\Delta t_{13}| < \Delta\omega^{-1}$, где $\Delta\omega$ — ширина спектра.

Эксперименты, в которых в качестве нелинейной среды был использован Ge длиной 1 см, показали, что при точной синхронизации сигнальной и попутной с ней опорной волн R оказалось не зависящим от полной ширины спектра излучения CO₂-лазера вплоть до 20 см⁻¹ [15].

5. Качество ОВФ ЧВ

Важнейшей характеристикой всякой схемы ОВФ является точность взаимного сопряжения волновых фронтов исходной сигнальной и отраженной волн (качество ОВФ). В схеме ОВФ ЧВ качество обращения определяется точностью взаимного сопряжения волновых фронтов встречных опорных волн (нелинейная среда предполагается оптически однородной). Обычно это достигается двумя путями. Первый состоит в том, что нелинейная среда помещается внутрь резонатора лазера [2]. Так как две встречные волны внутри резонатора лазера оказываются комплексно-сопряженными друг с другом, то нелинейная среда, помещенная внутрь резонатора, должна отражать сигнальную волну с высоким качеством ОВФ, что и наблюдалось в [2]. Такая схема, однако, оказывается практически

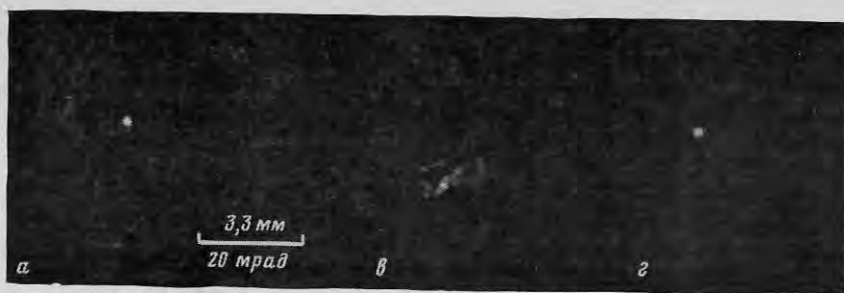


Рис. 6. Фотографии и соответствующие денситограммы распределения излучения в дальней зоне сигнальной волны до фазовой пластинки (*а, б*), после фазовой пластинки (*в*) и отраженной волны (*г, д, е*) с различными фазовыми пластинками $\theta_c \approx 2$ мрад (*д*), $\theta_c \approx 60$ мрад (*е*)

неудобной из-за высоких требований к когерентности (монохроматичности) излучения лазера [15].

Второй путь состоит в том, что нелинейная среда помещается вне резонатора лазера и опорные волны формируются делением исходного пучка (обычно с плоским волновым фронтом) на два, направляемые с двух сторон в нелинейную среду навстречу друг другу, либо вторая опорная волна создается отражением первой волны назад зеркалом, установленным за нелинейной средой. В этом случае, если волновой фронт исходной опорной волны плоский и отсутствует самовоздействие опорных волн в нелинейной среде, можно ожидать высокого качества ОВФ.

В частности, эффекты самовоздействия, обусловленные набегами фаз сильных опорных волн в нелинейной среде, оказываются пренебрежимо малыми, а R достаточно высокими при ЧВ в РПГ. Экспериментальное исследование качества ОВФ в SF_6 показало [16], что доля обращения ($I_{\text{об}}^{\text{Ф}} / I_1$) составляет 90–95% при изменении расходимости сигнальной волны θ_c с помощью фазовых пластинок от дифракционной (~ 2 мрад) до 60 мрад (см. рис. 6). R в этих экспериментах достигала $\sim 40\%$ по мощности и $\sim 10\%$ по энергии при $I_1 \approx 2$ МВт·см⁻².

Для получения высокого качества ОВФ в кубичных нелинейных средах (полупроводники), где самовоздействие опорных волн при высоких R может быть существенным, необходимо формировать опорные волны не только с плоским волновым фронтом, но и с однородным распределением излучения по сечению пучков.

Выполнение указанных выше требований на качество опорных волн, однако, оказывается не достаточным при ОВФ ЧВ многочастотного излучения. Дело в том, что при ЧВ за счет нарушения условий синхронизма при взаимодействии различных спектральных компонент происходит поворот пучка отраженной волны, зависящий как от величины расстройки частоты взаимодействующих волн, так и от геометрии взаимодействия [17, 18]. В результате качество ОВФ многочастотного излучения оказывается зависящим также от полной ширины спектра излучения лазера и от углов падения взаимодействующих волн на нелинейную среду.

Литература

1. Yariv A. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1978, v. QE-14, p. 650.
2. Бигио И. Дж., Фелдман Б. Дж., Фишер Р. А., Бергманн Э. Е. Квантовая электроника, 1979, т. 6, с. 2318.
3. Khan M. A., Kruse P. W. *Ready J. F. Opt. Letts.* 1980, v. 5, p. 261.
4. Ковалев В. И., Мусаев М. А., Файзуллов Ф. С. Квантовая электроника, 1984, т. 11, с. 989.
5. Зельдович Б. Я., Яковлева Т. В. Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 1891.
6. Jha S., Bloembergen N. *Phys. Rev.*, 1968, v. 171, p. 891.
7. Басов Н. Г., Ковалев В. И., Мусаев М. А., Файзуллов Ф. С. Препринт ФИАН, № 204. М., 1981.
8. Abrams R. L., Lind R. C. *Opt. Letts*, 1978, v. 2, p. 94; v. 3, p. 205.
9. Lind R. C., Steel D. G., Dunning G. I. *Opt. Engineering*, 1982, v. 2, p. 190.
10. Горячкин Д. А., Калинин В. П., Комин И. А., Петрова И. М., Романов Н. А. Оптика и спектроскопия, 1983, т. 55, с. 1089.
11. Басов Н. Г., Галочкин В. Т., Карташев В. Г., Ляпин А. Т., Мазурин И. М., Ораевский А. Н., Стародубцев Н. Ф. *ЖЭТФ*, 1977, т. 72, с. 918.
12. Басов Н. Г., Ковалев В. И., Файзуллов Ф. С. Квантовая электроника, 1983, т. 10, с. 1276.
13. Зельдович Б. Я., Ковалев В. И., Морачевский Н. В., Файзуллов Ф. С. В кн.: Нелинейная оптика. Тр. VI Вавиловской конф. Новосибирск, 1979, ч. 2, с. 188.
14. Ковалев В. И., Мусаев М. А., Файзуллов Ф. С. Квантовая электроника, 1984, т. 11, с. 85.
15. Басов Н. Г., Зельдович Б. Я., Ковалев В. И., Файзуллов Ф. С., Федоров В. Б. Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 860.
16. Басов Н. Г., Ковалев В. И., Лесив А. Р., Файзуллов Ф. С. Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, с. 451.
17. Egozhin A. I., Mironenko V. R., Yudson V. I. *Opt. Communs*, 1983, v. 47, p. 161.
18. Ерохин А. И., Ковалев В. И., Файзуллов Ф. С., Шмелев А. К. Квантовая электроника, 1983, т. 10, с. 1899.