

УДК 621.373 826 : 621.317

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ НЕКОГЕРЕНТНОГО СВЕТА

В. И. Беспалов, Г. А. Пасманик

СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение

1. Спонтанное и вынужденное рассеяние света
2. О различных подходах к нелинейным процессам
3. Стоксово и антистоксово смещение частоты. Взрывные процессы
4. О нелинейных процессах более высоких порядков. Локальные нелинейные эффекты

II. Параметрические процессы в поле монохроматического излучения

1. Параметрическое преобразование в поле накачки с диффундирующей фазой
2. Получение когерентного излучения из некогерентного
3. Нелинейный режим преобразования

III. ВР пучков электромагнитного излучения

1. ВР одномодовых пучков
2. ВР многомодовых пучков
3. О законе возрастания энтропии при параметрических процессах

I. ВВЕДЕНИЕ

Исследования, которые можно объединить названием данного курса лекций, начаты довольно давно. К настоящему времени в этой области получено большое число фундаментальных результатов, которые ютчасти обсуждались на предыдущих школах и будут обсуждаться здесь. Тем не менее, во введении к курсу речь пойдет об элементарных понятиях этого круга вопросов, чтобы дать начальные представления о предмете лекций тем, кто непосредственно не участвовал в исследованиях обсуждаемого направления. С этой целью проведем вначале качественный анализ явлений, имеющих место при вынужденном рассеянии света.

1. Спонтанное и вынужденное рассеяние света

Термин вынужденное рассеяние (ВР) вошел в научный обиход для того, чтобы, с одной стороны, отличить рассеяние излучения, имеющее место при этом процессе, от обычного линейного (теплового, спонтанного и т. п.) рассеяния, и, с другой стороны, для того, чтобы показать связь между этими процессами. Как то, так и другое рассеяние возникает из-за переизлучения света неоднородностями диэлектрической проницаемости ϵ среды*, которые могут иметь различную природу [1, 2]. Интенсивность рассеянного излучения пропорциональна величине изменения ϵ и интенсивности падающего света. Если свет слабый (не изменяет имеющихся в среде неоднородностей), то поток рассеянного излучения линейно связан с потоком падающего света. Иначе обстоит дело при распространении светового лучка большой интенсив-

* Для краткости рассуждения проводятся для немагнитных ($\mu = 1$) сред.

ности [3-5]. Начиная с некоторого уровня мощности, этот пучок в совокупности со спонтанным излучением, возникающим из-за рассеяния на имевшихся в среде неоднородностях, вызывает изменения ϵ , сравнимые и превышающие отклонения $\Delta\epsilon$ в среде без светового пучка. Очевидно, что в этом случае рассеяние является нелинейным — его интенсивность изменяется не пропорционально изменению интенсивности распространяющегося мощного пучка. В этих условиях свет сам создает (стимулирует, вынуждает) неоднородности в среде, на которых и рассеивается. Такой процесс и назван вынужденным (стимулированным) рассеянием (ВР) света. Из-за процесса ВР мощный пучок света может практически полностью рассеяться в среде, прозрачной для слабых световых потоков.

Для того, чтобы представить, как происходит процесс изменения ϵ под действием света, обсудим причины, приводящие к случайным изменениям ϵ в отсутствие поля. Если посмотреть на спектр рассеянного средой света при прохождении через нее слабых световых потоков (не изменяющих ϵ), то мы увидим в нем ряд характерных всплесков, каждый из которых обусловлен преимущественно одним из возможных движений в среде. Так в случае процессов в жидкостях (рис. 1) центральный узкий пик вызван рассеянием на флуктуациях плотности, которые (при постоянном давлении) связаны с флуктуациями температуры (энтропии). В смеси жидкостей в центральный пик дают вклад флуктуации концентрации. Похожий эффект и соответствующий вклад имеет место при подходе к той или иной критической точке вещества. Конечная ширина центрального всплеска обусловлена диффузионными процессами «рассасывания» неоднородностей. Вклад в центральный пик могут дать неоднородности не термодинамического происхождения, а просто механические примеси другого вещества. Два ближайших симметрично смещенных всплеска (относительно частоты падающего на среду света) связаны с рассеянием на изменениях плотности, вызванных флуктуациями давления. Величина смещения этих всплесков (называемых дублетами Мандельштама—Бриллюэна) определяется (для выбранного направления наблюдения) частотой звуковой волны, образующей движущуюся дифракционную решетку плотности с максимумом рассеяния света в направлении наблюдения. Стоксово смещение (уменьшение частоты) вызвано попутными волнами звука, антистоксово (увеличение частоты) — встречными волнами*. Следующие два всплеска в спектре соответствуют стоксову и антистоксову рассеянию на молекулярных колебаниях среды — спонтанному комбинационному рассеянию, или, на квантовом языке, рассеянию на оптических фононах. В этой терминологии рассеяние на звуковых волнах — рассеяние на акустических фононах.

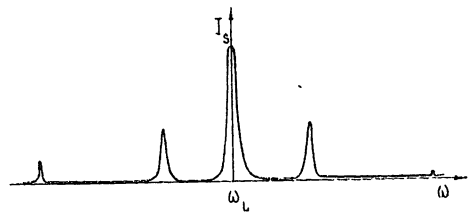


Рис. 1.

Этими видами рассеяния, как известно, не исчерпывается спектр спонтанного рассеяния (СР). Так в жидкостях (газах), состоящих из анизотропно-поляризуемых молекул, возможно СР на флуктуациях анизотропии («крыло» линии Рэлея), в сегнетоэлектриках — на поляритонах и т. д. В средах, образованных заряженными частицами, — электронных и ионных пучках, плазме — возможны новые движения,

* Более точно — стоксово рассеяние происходит на звуковых волнах, направление распространения которых образует острый угол с направлением распространения исходного светового пучка, антистоксово — тупой.

связанные с электромагнитным взаимодействием движущихся заряженных частиц, которые также приводят к флуктуациям поляризуемости и, как следствие, — новым типам спонтанного рассеяния. Независимо от вида общим для процессов СР является то, что, во-первых, СР можно феноменологически трактовать как отражение от некоторой объемной* движущейся с меньшей или большей скоростью дифракционной решетки. Набор таких решеток и образует случайное поле температуры, давления, молекулярных колебаний и т. д. Во-вторых, каждому типу СР может быть сопоставлено свое ВР.

Для того, чтобы процесс рассеяния был вынужденным, необходимо, чтобы спонтанно рассеянное излучение вместе с исходным излучением (накачкой) увеличивало соответствующую «решетку» (или набор «решеток»). Увеличение «решетки», в свою очередь, приведет к росту рассеянного излучения и т. д., т. е. будет происходить экспоненциальный рост как рассеянного излучения, так и решетки (неоднородностей среды). Каждому виду СР можно сопоставить свой механизм увеличения неоднородностей среды. Так, например, звуковые волны возбуждаются в результате действия стрижки. Неоднородности температуры могут являться как следствием электрокалорического эффекта, так и следствием поглощения. В соответствии с этим различают и два вида температурного ВР—ВТР-I и ВТР-II. Заметим, что ВТР-I идет со стоксовым смещением частоты, а ВТР-II при $\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T}\right)_p < 0$ — с антистоксовым.

Не останавливаясь на обсуждении эффектов, приводящих к изменению ϵ при других видах рассеяния, отметим лишь, что в результате обратного воздействия излучения на среду неоднородности могут увеличиваться или уменьшаться. В первом случае процесс ВР идет, во втором — нет. Так, например, ВРМБ (ВР Манделъштама—Бриллюэна—ВР на звуке) и ВКР (ВР комбинационное—ВР на молекулярных колебаниях) проходят только со стоксовым смещением частоты, а с антистоксовым проходить не могут: при антистоксовом процессе обратное воздействие излучения на среду уменьшает неоднородности ϵ . Этот эффект непрудно понять, если обратиться к закону сохранения энергии. Последний легко продемонстрировать, рассматривая процесс ВР на языке взаимодействия частиц (квазичастиц). Но сначала вернемся к терминологии.

2. О различных подходах к нелинейным процессам

В представлении взаимодействия частиц ВР света можно трактовать как распад фотона на другие кванты. Так, например, при ВРМБ в результате взаимодействия исходного фотона с имеющимися в среде фотонами или фононами происходит распад фотона на фотон и акустический фонон. В представлении взаимодействия волны этот процесс является следствием параметрического взаимодействия трех волн—двух световых и одной акустической. Условия эффективного взаимодействия волн (при которых идет временное или пространственное накопление эффекта), так называемые условия синхронизма.

$$\omega_L = \omega_s + \omega_p, \quad \mathbf{k}_L = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_p$$

(ω_L , ω_s , ω_p , \mathbf{k}_L , \mathbf{k}_s , \mathbf{k}_p — частоты и волновые векторы взаимодействующих волн) в результате умножения на постоянную Планка \hbar принимают вид законов сохранения энергии и импульса, которые должны иметь место при взаимодействии частиц.

* В случае рассеяния света на флуктуациях границы раздела двух сред можно говорить о дифракционной решетке на поверхности.

Таким образом, процесс типа ВРМБ можно трактовать как ВР, как распад, или как параметрический процесс. В других случаях использование той или иной терминологии не представляется обоснованным. Так, например, в плазме может происходить распад фотонов падающей на плазму электромагнитной волны на плазмоны (ленгмюровские колебания) и акустические фононы. Здесь естественно говорить о распаде, а не о рассеянии. С другой стороны, ВТР лучше трактовать именно как ВР, а не как распад, поскольку здесь нет «температурных частиц». Аналогично при рассмотрении процессов в плазме в одних случаях говорят о распадных, в других — о параметрических процессах.

В связи с различным подходом к анализу рассматриваемых процессов обратим внимание еще на один момент. Процесс ВР можно представлять двухступенчатым. Так, например, при ВРМБ из-за звуковых возмущений происходит изменение ϵ среды и на этих изменениях уже происходит рассеяние света. При одной и той же интенсивности звука в различных средах рассеяние будет различным, поскольку по-разному изменяется ϵ . В представлении взаимодействия частиц естественно говорить об одноступенчатом процессе — рассеяние происходит на звуке, а среда лишь определяет коэффициент взаимодействия между фотонами и акустическими фононами. В связи с последней трактовкой возник термин «рассеяние света на свете» для процесса параметрического распада фотона на два других фотона меньших энергий (частот) — процесса параметрической люминесценции. Такой процесс, в принципе, мог бы идти и в вакууме (здесь уже со всех точек зрения рассеяние света на свете), но для его наблюдения интенсивности взаимодействующих световых пучков должны быть настолько большими, что в настоящее время являются нереализуемыми.

К вопросу о ВР (или распадах, параметрике) можно подойти несколько иначе — искать ϵ среды для слабой электромагнитной волны (ω_s, \mathbf{k}_s) в присутствии другой интенсивной волны (ω_L, \mathbf{k}_L) , интенсивность I_L [6, 7]. Из сказанного выше ясно, что в нелинейных средах (где возможны процессы типа ВР, распадков и т. д.)

$$\epsilon(\omega_s, \mathbf{k}_s) = \epsilon(\omega_s, \mathbf{k}_s, \omega_L, \mathbf{k}_L, I_L)$$

и, что особенно важно, в прозрачной среде

$$\text{Im } \epsilon(\omega_s, \mathbf{k}_s) \neq 0.$$

Следовательно, если в такой среде возбудить слабое излучение с $\omega = \omega_s$ и $\mathbf{k} = \mathbf{k}_s$, то такое излучение будет усиливаться. Вместе с тем, из-за спонтанного рассеяния есть широкий спектр слабых сигналов, среди которых найдется и такой, который будет усиливаться. Это усиленное излучение и называется ВР излучением. Такая интерпретация позволяет при анализе ВР рассматривать в некоторых случаях спонтанное рассеяние только на начальной стадии (в «затравочной области»), а на остальных интервалах шумовые источники не учитывать, и указывает на путь использования данных, получаемых при исследовании неустойчивости тех или иных процессов в среде, находящейся в сильном поле, для определения характеристик ВР излучения.

3. Стоксово и антистоксово смещение частоты. Взрывные процессы

Вернемся к обсуждению возможностей вынужденных процессов со стоксовым и антистоксовым смещением частоты. Возьмем для определенности процесс ВРМБ и поясним его на языке распадков. При взаимодействии фотона (ω_L) с фононом (ω_p) может произойти распад фотона на фотон (ω_s) и фонон (ω_p) так, что $\omega_L = \omega_s + \omega_p$ и $\omega_L > \omega_s$ (сток-

сово смещение). В результате этого процесса происходит увеличение в среде как числа фотонов частоты ω_s , так и числа фононов, т. е. возможности дальнейшего повторения процесса увеличиваются. При этом уменьшается число фотонов частоты ω_L . Однако, если волна частоты ω_L мощная, а волны частот ω_s и ω_p слабые, то убыль невелика и рост числа фотонов частоты ω_s и фононов происходит экспоненциально. Для антистоксова смещения необходимо слияние фотона частоты ω_L с фононом частоты ω_p так, что $\omega_s = \omega_L + \omega_p$ и $\omega_s > \omega_L$. При этом число фононов должно уменьшаться (неоднородности в среде уменьшаются) и процесс замедляется. Как обстоит дело, если фонон (или какая-то квазичастица) обладает отрицательной энергией? Легко видеть, что ситуация здесь обратная: в стоксовом процессе число фононов уменьшается, а в антистоксовом растет, т. е. вынужденно идет только антистоксов процесс. Полная энергия в результате взаимодействия растет. Здесь нет противоречия с законом сохранения энергии, поскольку квазичастицы с отрицательной энергией — это такие возбуждения (волны с отрицательной энергией), наличие которых уменьшает полную энергию среды. Следовательно, с увеличением числа частиц падает полная энергия среды, а за этот счет увеличивается энергия излучения. Очевидно, что волны с отрицательной энергией могут быть только в неравновесных средах (плазма, пронизываемая электронными потоками, инвертированные среды и т. п.). Если квант с отрицательной энергией имеет наибольшую частоту ω_s , то при взаимодействии происходит накопление всех частиц — растут все волны: $\hbar\omega_L = 2\hbar\omega_L + (-\hbar\omega_s) + \hbar\omega_p$. В этом случае процесс является взрывным. Заметим, что на начальном участке (когда число частиц с частотами ω_s и ω_p мало по сравнению с числом частиц частоты ω_L) рост является экспоненциальным и здесь; отличие начинается лишь при выравнивании интенсивностей, когда, как следует из сказанного выше, первоначально интенсивная волна также заметно возрастает. В последнем случае скорость роста увеличивается так, что амплитуды волн уходят за конечное время (без учета насыщения) в бесконечность. Ограничение амплитуд (насыщение) происходит из-за истощения энергии неравновесной среды. Экспоненциальный рост при взаимодействии волн с положительной энергией ограничивается из-за истощения первоначально интенсивной волны (накачки). Если одна из волн (с меньшей частотой) имеет отрицательную энергию, то экспоненциальный рост может ограничиться, вообще говоря, раньше из-за истощения энергии неравновесной среды.

4. О нелинейных процессах более высоких порядков.

Локальные нелинейные эффекты

Наряду с трехчастотными взаимодействиями, играющими важную роль в нелинейных взаимодействиях, возможны¹ (наблюдаются и представляют интерес) процессы, в которых одновременно принимает участие большее число частиц. Возможны самые разнообразные комбинации частиц, участвующих в слиянии и распаде, но, как правило, чем выше порядок процесса, тем больше нужны интенсивности взаимодействующих волн (меньше вероятность «встречи» большего числа частиц одновременно). Одна из комбинаций заслуживает особого внимания — это 4-фотонный параметрический процесс вида

$$2\omega_L = \omega_s + \omega_p,$$

$$2k_L = k_s + k_p,$$

ответственный за самофокусировку (самовоздействие) излучения—«рассеяние овета на овете» в более высоком порядке. Самофокусировка (самовоздействие) имеет место при выполнении в нулевом приближении условий $\omega_s = \omega_p = \omega_L$, $k_s = k_p = k_L$. Очевидно, что такие условия могут быть выполнены в любой среде, но эффективность процесса определяется параметрами среды. С учетом влияния излучения на среду при самофокусировке k_s и k_p несколько отличаются от k_L , а при самовоздействии ω_s и ω_p от ω_L . При этом спектр усиливаемых возмущений (k_s , k_p , ω_s , ω_p) довольно широкий, так как дисперсия среды для этого процесса мала. Следствием последнего является существенное преобразование пространственно-временной структуры излучения при таком процессе — слабая модуляция (например, синусоидальная) может привести к образованию интенсивных всплесков (несинусоидальной модуляции).

Важную роль в проблемах нелинейного преобразования играют каскадные процессы, которые в частном случае представляют собой цепочки связанных трехчастичных взаимодействий. Один из таких примеров рассматривается в лекциях А. А. Галеева.

Выше отмечалось, что в линейное рассеяние дают вклад неоднородности, связанные с вкраплением различного рода механических примесей. Если число примесных частиц велико, а сами частицы малы, то этому линейному рассеянию соответствует концентрационное вынужденное рассеяние. Если же частицы настолько велики, что их вынужденное движение несущественно, то рассеяние может быть нелинейным, но не вынужденным. Так, например, при наличии поглощающих частиц, их нагрев в сильном поле приводит к нагреву окружающей прозрачной среды — появлению рассеивающих ореолов и, следовательно, к увеличению рассеяния в сильном поле. Однако этот нелинейный процесс нельзя отнести к обычному ВР — он происходит по другим законам; процессы в среде не носят волнового характера. Местные перегревы среды могут служить причиной развития лавинообразных процессов (пробоев) или перенапряжений, которые приводят к разрушению прозрачных материалов. В связи с этим в последнее время нелинейным процессам такого рода уделяется значительное внимание.

Аналогичное нелинейное рассеяние может проходить в химически активных средах, где вкрапления являются центрами, в окрестности которых под действием излучения могут проходить химические реакции, приводящие, в свою очередь, к изменению ε и, следовательно, к увеличению рассеяния.

Мы здесь не останавливались на взаимодействии и конкуренции различного рода нелинейных процессов, поскольку цель введения — дать самые общие представления о предмете настоящего курса. Что же касается возможностей систематического описания (анализа), то комбинированные процессы наиболее трудны и в ряде случаев здесь нет полной, даже качественной картины явления.

Заключив Введение, отметим, что вопросы, связанные с рассматриваемыми здесь процессами, имевшие вначале преимущественно научный интерес, сейчас имеют и прикладное значение. Так, например, они играют важную роль:

- 1) при передаче энергии интенсивного излучения в плазму в проблеме управляемого термоядерного синтеза,
- 2) при распространении мощного электромагнитного излучения в естественных условиях,
- 3) при создании мощных источников электромагнитного (в том числе оптического) излучения и т. п.

Как в связи с этими проблемами, так и в общезначимом плане

рассматривалось и рассматривается большое число задач этого круга вопросов. В качестве примера можно привести огромные циклы работ по ВР и самофокусировке света, по нелинейным процессам в плазме. О части результатов таких исследований будет говориться в различных циклах лекций этой школы. Так в следующих лекциях этого цикла речь пойдет о нелинейном преобразовании некогерентного излучения, об особенностях ВР пучков света и о каскадных процессах в плазме.

II. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛЕ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При исследовании широкого класса параметрических процессов, распадав и ВР немонохроматического широкополосного или пространственно-некогерентного излучения необходимо учитывать особенности нелинейного преобразования, связанные со случайным характером взаимодействующих полей. Анализ соответствующих процессов представляет, в частности, интерес:

а) при исследовании процессов преобразования некогерентного излучения в когерентное и, наоборот, преобразования когерентного излучения в некогерентное,

б) при излучении возможностей подавления (или усиления) тех или иных неустойчивостей, приводящих к распаду основной волны,

в) при восстановлении информации о статистике исходного излучения по результатам его нелинейного преобразования,

г) при интерпретации наблюдаемых в эксперименте явлений.

Причины, приводящие к появлению случайной модуляции в волне, весьма разнообразны, так же как и характер статистики поля. Даже в идеальном (не имеющем технических флуктуаций) одномодовом непрерывном генераторе его излучение является немонохроматичным, главным образом, из-за случайной диффузии фазы, связанной с влиянием спонтанных или тепловых шумов (естественное уширение линии). Закон изменения фазы (по крайней мере ее случайной части) подчиняется уравнению

$$\dot{\varphi} = \xi_L(t). \quad (\text{II. 1})$$

Здесь $\xi(t)$ — дельта-коррелированная мгновенная частота с нулевым средним,

$$\langle \xi_L(t) \xi_L(t') \rangle = \delta\omega_L \delta(t - t'), \quad (\text{II. 2})$$

где $\delta\omega_L$ — коэффициент диффузии, определяющий в данном случае ширину спектра излучения [8]. Этот случайный процесс представляет особый интерес, поскольку для преобразования излучения с диффундирующей фазой можно получить достаточно строгое описание и, тем самым, проследить, как эффективность взаимодействия волн зависит от полосы $\delta\omega_L$. В случае многомодовых генераторов с несинхронизованными модами излучение некогерентно как в пространстве, так и во времени. Статистика такого излучения при большом числе мод обычно близка к нормальной; при этом аналитическое описание существенно упрощается*. Хаотическая модуляция волны может возникнуть также в результате ее турбулизации вследствие ВР, распадав и других нелинейных процессов, приводящих к усилению достаточно широкого спектра неустойчивостей. Прежде чем переходить к более подробному анализу взаимодействия некогерентных полей, введем важные для дальнейшего изложения параметры — длины взаимной корреляции волн.

Рассмотрим, например, две немонохроматические волны, имеющие

* Интересно отметить, что преобразование модулированного (в пространстве или во времени) по известному динамическому закону излучения при некоторых условиях (речь о которых, в частности, пойдет ниже) аналогично преобразованию некогерентного излучения.

соответственно групповые скорости v_L и v_s , и ширины спектров $\delta\omega_L$ и $\delta\omega_s$ (т. е. времена корреляции $\tau_L \sim (\delta\omega_L)^{-1}$ и $\tau_s \sim (\delta\omega_s)^{-1}$). Первоначальные фазовые сдвиги между полями E_L и E_s , заданными в плоскости $z = 0$ во все моменты времени, сохраняются далее на расстоянии z_{Ls} , определяемом из соотношения

$$\frac{z_{Ls}}{v_L} - \frac{z_{Ls}}{v_s} = \min(\tau_L, \tau_s), \quad (\text{II.3a})$$

$$z_{Ls} = \frac{\min(\tau_L, \tau_s)}{|\nu_{Ls}|} \left(\nu_{Ls} = \frac{1}{v_L} - \frac{1}{v_s} \right). \quad (\text{II.3б})$$

Если характерная длина взаимодействия полей меньше всех расстояний взаимной корреляции, то мы имеем, фактически, динамическое взаимодействие волн. В обратном случае — задача сводится к исследованию взаимодействия дельта-коррелированных волн, для решения которой обычно используется статистический подход (составляются уравнения для средних интенсивностей волн)*. В промежуточном случае, когда, например, нелинейное взаимодействие на длине корреляции одной пары волн мало, а на длине корреляции другой пары — велико, процесс исследован меньше. Хотя в последнем случае наиболее эффективны такие интересные эффекты, как преобразование некогерентного излучения в когерентное, на которых мы и остановимся более подробно в этой лекции.

1. Параметрическое преобразование в поле накачки с диффундирующей фазой

Для того, чтобы рассмотреть три упомянутых выше случая (динамический, статистический и промежуточный) и уяснить все особенности, присущие каждому из них, удобно начать с анализа тех моделей, которые допускают точное решение. Такой моделью является параметрическое взаимодействие волн в поле накачки с диффундирующей фазой φ_L , удовлетворяющей уравнению (II.1).

Рассмотрим трехволновые процессы. Исходные уравнения для комплексных амплитуд волн в приближении их медленного изменения имеют вид**

$$\left(\frac{1}{v_L} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} + \delta_L \right) E_L = i g_L E_s E_p; \quad (\text{II.4a})$$

$$\left(\frac{1}{v_s} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} + \delta_s \right) E_s = i g_s E_L E_p^*; \quad (\text{II.4б})$$

$$\left(\frac{1}{v_p} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} + \delta_p \right) E_p = i g_p E_L E_s^*. \quad (\text{II.4в})$$

В зависимости от знаков g_L, g_p, g_s возможен либо обычный распад накачки E_L на волны E_s и E_p , либо (в неравновесной среде) — взрывной. Будем считать волны E_s и E_p на входе в нелинейную среду (плоскость $z = 0$) монохроматическими и найдем решение (II.4б)

* Типичный пример — исследование слабой турбулентности [9].

** Предполагается, что условия синхронизма для всех волн выполнены (полоса синхронного взаимодействия значительно превышает ширины спектров взаимодействующих волн).

и (II.4в) в приближении заданного поля накачки [10]. Для этого перейдем от системы (II.4б) и (II.4в) к уравнениям для $u = ig_p E_L(\eta) E_p^*$ и E_s :

$$\begin{aligned} & \left(v_{Ls} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial z} + \delta_s \right) E_s = u, \\ & \left(v_{Lp} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial z} + \delta_p - i v_{Lp} \xi_L(\eta) \right) u = \gamma_0^2 E_s, \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

где $\xi_L(\eta)$ — введенная выше дельта-коррелированная мгновенная частота, $\gamma_0^2 = g_s g_p A_L^2$. Особенность рассматриваемой модели заключается в том, что удается свести уравнения с накачкой, имеющей произвольную ширину спектра $\delta\omega_L$, к уравнениям с дельта-коррелированным коэффициентом $\xi_L(\eta)$. Далее для решения полученных уравнений можно воспользоваться стандартными методами статистической теории. Будем различать следующие случаи: 1) $v_{s,p} < v_L$, 2) $v_{s,p} > v_L$, 3) $v_p < v_L < v_s$, 4) $v_s < v_L < v_p$. В первом и третьем случае, как нетрудно заметить, мгновенное значение частоты $\xi_L(\eta)$ не коррелировано с комплексными амплитудами усиленных волн $E_s(\eta')$ и $u(\eta')$, взятых в момент $\eta' = \eta - \varepsilon$ ($\varepsilon \rightarrow +0$ при $v_{s,p} \leq v_L$ и $\varepsilon \geq \min(|v_{sL}|z, |v_{pL}|z)$ при $v_p < v_L < v_s$). Во втором и четвертом случаях $\xi_L(\eta)$ не коррелировано с $E_s(\eta')$ и $u(\eta')$ при $\eta' = \eta + \varepsilon$ ($\varepsilon \rightarrow +0$ при $v_{s,p} \geq v_L$ и $\varepsilon \geq \min(|v_{sL}|z, |v_{pL}|z)$ при $v_s < v_L < v_p$). В дальнейшем при усреднении уравнений для амплитуд и их квадратов используется условие малости ε по сравнению с τ — характерным временем в системе координат $\eta = t - \frac{z}{v_L}$, на протяжении которого происходит изменение

комплексных амплитуд взаимодействующих волн (при стационарном взаимодействии $\tau \sim \frac{\Delta z}{v_L}$, где Δz — характерное расстояние, на котором происходит изменение полей в пространстве). Это означает, что если

в первом и втором случае усреднение уравнений является эффективным практически при сколь угодно малых τ , то в третьем и четвертом случаях — лишь при $\min(|v_{sL}|z, |v_{pL}|z) \ll \tau$. Получим уравнение для средних полей. Усредним (II.5) и при нахождении $\langle \xi_L(\eta) u(\eta) \rangle$ представим $u(\eta)$ в виде

$$u(\eta) = u(\eta - \varepsilon, z - \eta/v_{pL}) + i \int_{\eta - \varepsilon}^{\eta} \xi_L(\eta') u\left(\eta', z - \frac{\eta}{v_{pL}}\right) d\eta',$$

или

$$u(\eta) = u\left(\eta + \varepsilon, z - \frac{\eta}{v_{pL}}\right) - i \int_{\eta}^{\eta + \varepsilon} \xi_L(\eta') u\left(\eta', z - \frac{\eta}{v_{pL}}\right) d\eta'$$

$$(0 < \varepsilon \ll \tau \text{ при } v_{s,p} \leq v_L \text{ и } v_{s,p} \geq v_L \text{ и } \min(|v_{sL}|z,$$

$$|v_{pL}|z) \leq \varepsilon \ll \tau \text{ при } v_p < v_L < v_s \text{ и } v_s < v_L < v_p).$$

Тогда, учитывая независимость $u(\eta - \varepsilon)$ и $\xi_L(\eta)$ (или $u(\eta + \varepsilon)$ и $\xi_L(\eta)$), а также медленность изменения полей в масштабе ε , находим

$$\begin{aligned} \left(\nu_{sL} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial z} + \delta_s \right) \langle E_s \rangle &= \langle u \rangle, \\ \left(\nu_{pL} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial z} + \delta_p + \nu_{pL} \frac{\delta \omega_L}{2} \right) \langle u \rangle &= \gamma_0^2 \langle E_s \rangle. \end{aligned} \quad (II.6)$$

При замене $u' = -i\beta_p E_L^*(\eta) E_s$ аналогичные (II.6) уравнения нетрудно составить также для $\langle E_p \rangle$ и $\langle u' \rangle$. Уравнения для интенсивностей, полученные с использованием той же методики, что и уравнения для средних амплитуд, имеют вид

$$\begin{aligned} \left(\nu_{sL} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial z} + 2\delta_s \right) I_s &= \Phi, \\ \left(\nu_{pL} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial z} + 2\delta_p \right) U &= \gamma_0^2 \Phi, \\ \frac{\partial \Phi}{\partial \eta} + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\nu_{sL}} \pm \frac{1}{\nu_{pL}} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \delta \Phi &= 2 \left(\frac{1}{\nu_{sL}} U \pm \frac{\gamma_0^2}{\nu_{pL}} I_s \right). \end{aligned} \quad (II.7)$$

Здесь

$$\begin{aligned} I_s &= \langle |E_s(z, \eta)|^2 \rangle, \quad U = \langle |u(z, \eta)|^2 \rangle, \\ \Phi &= \langle E_s^*(z, \eta) u(z, \eta) + u^*(\eta, z) E_s(z, \eta) \rangle, \end{aligned}$$

$\delta = \frac{\delta_s}{|\nu_{sL}|} + \frac{\delta_p}{|\nu_{pL}|} + \frac{\delta \omega_L}{2}$, знак «+» относится к первому и третьему случаям, знак «-» — ко второму и четвертому.

2. Получение когерентного излучения из некогерентного

Последующий анализ проведем, используя выражения для инкрементов средних полей λ_s и λ_p и интенсивностей λ , которые легко получить из уравнений (II.6) и (II.7):

$$\lambda = \left(\frac{1}{l^2} + \frac{1}{l_n^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{l}; \quad (II.8)$$

$$2\lambda_s = \left(\frac{1}{l_p^2} + \frac{1}{l_n^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{l_p}; \quad (II.9)$$

$$2\lambda_p = \left(\frac{1}{l_s^2} + \frac{1}{l_n^2} \right)^{1/2} - \frac{1}{l_s}. \quad (II.10)$$

Здесь $l_n = \frac{1}{2\gamma_0}$ — обратный инкремент интенсивности в поле монохроматической накачки (характерная длина нелинейного взаимодействия), $l = l_s + l_p$, $l_{s,p} = \frac{2}{\delta \omega_L |\nu_{sL,pL}|}$ — длины взаимной корреляции

с накачкой соответственно s - и p -волн. Используя выражения для инкрементов (II.8) — (II.10), найдем условия, при выполнении которых в поле некогерентной накачки с диффундирующей фазой может быть осуществлено эффективное усиление монохроматического сигнала, т. е. принципиально возможна перекачка энергии некогерентной

накачки в когерентную электромагнитную волну. Для этого, вообще говоря, следует отыскать полное решение уравнений (II.6) и (II.7) и определить, в каком случае флуктуационная часть усиливаемого поля (например, s -волны) будет мала по сравнению с его средним значением.

Ограничимся, однако, более простым способом оценки искомого условия: Воспользуемся тем, что при эффективном преобразовании немомохроматической накачки в когерентную s -волну ее случайная модуляция переключивается на вторую p -волну, среднее поле которой, таким образом, является нарастающим, т. е.

$$2\lambda_p z < 1. \quad (\text{II.11})$$

Воспользовавшись выражением (II.10) и учитывая, что при заметной перекачке энергии полный инкремент интенсивности $M = \lambda z$ составляет величину порядка нескольких единиц, из соотношения (II.11) получим

$$l_s^* < \frac{\min(l_n, l_p)}{M}. \quad (\text{II.12})$$

Так как в реальных условиях M превышает единицу не более, чем в несколько раз, то необходимое условие преобразования в когерентное излучение можно представить в следующем виде:

$$l_s \ll \min(l_n, l_p). \quad (\text{II.13})$$

Интересно отметить, что условия (II.12) и (II.13) сохраняют свой смысл и при случайной амплитудной модуляции накачки, например, когда комплексная амплитуда поля E_L распределена по нормальному закону [11].

Найденные соотношения (II.12) и (II.13) позволяют оценивать также условия преобразования в когерентную волну и при пространственно-некогерентной накачке с расходимостью $\theta_L = \frac{2}{k\rho_L}$ (ρ_L — радиус

поперечной корреляции). В этом случае длины l_s и l_p определяются как

минимум введенных выше «временных» длин, так называемых «апертурных» длин $\frac{\rho_L}{|\theta_{sL}|}$ и $\frac{\rho_L}{|\theta_{pL}|}$, связанных с боковым сносом взаимодействующих волн (θ_{sL} , θ_{pL} — углы между волновыми векторами накачки и соответственно s - и p -волн), и «дифракционных» длин $\frac{\rho_L^2}{|k_L - k_s|}$ и $\frac{\rho_L^2}{|k_L - k_p|}$, связанных с дифракцией излучения на

качки [11]. Физический смысл условий (II.12) и (II.13) очевиден: при выполнении (II.12) флуктуационные выбросы накачки слабо влияют на усиление s -волны, так как при своем распространении сама s -волна эффективно усредняет профиль наведенного накачкой коэффициента усиления. Найденные выше соотношения (II.12) и (II.13) годятся также для оценки преобразования шумовой накачки не только в парамический, но и модулированный по известному закону динамический сигнал; под l_s и l_p следует понимать тогда соответственно

$$\min \left(\frac{2}{\delta\omega_L |\nu_{sL}|}, \frac{2}{\delta\omega_s |\nu_{sL}|} \right) \text{ и } \min \left(\frac{2}{\delta\omega_L |\nu_{pL}|}, \frac{2}{\delta\omega_p |\nu_{pL}|} \right),$$

где $\delta\omega_s$ и $\delta\omega_p$ — ширины спектра s - и p -волн*.

При параметрическом преобразовании в резонаторе, когда генерация сигнала сначала начинается с усиления спонтанных шумов, к условиям типа (II.12) и (II.13) следует добавить условие селекции мод генератора: генерация является одномодовой, если инкремент одной из мод превосходит на достаточную величину инкременты других мод [12].

3. Нелинейный режим преобразования

Для описания нелинейной стадии процесса преобразования некогерентной накачки в когерентное излучение необходимо составить замкнутые уравнения для моментов взаимодействующих полей. При выполнении условия (II.12) это оказывается возможным в обоих предельных случаях: $l_p \ll l_n$ и $l_p \gg l_n$. В первом случае параметрическое взаимодействие волн является дельта-коррелированным и описывается известными уравнениями для их интенсивностей [9]. Хотя при этом инкременты преобразования малы по сравнению с l_n^{-1} , тем не менее при выполнении (II.12) на достаточно протяженной трассе возможна полная трансформация энергии накачки в когерентную s -волну с отдачей части энергии в холостую волну согласно соотношению Мейли—Роу [12, 13]. Во втором случае при составлении замкнутых уравнений воспользуемся тем, что флуктуации поля s -волны пренебрежимо малы, и поэтому $E_s \approx \langle E_s \rangle$. Кроме того, при выполнении условия $l_p \gg l_n$ в первом приближении можно пренебречь расстройкой групповых скоростей накачки и p -волны и положить $\nu_{LP} = 0$. Тогда, вводя функцию $u = ig_s E_L E_p^*$, получим

$$\begin{aligned} \left(\nu_{sp} \frac{\partial}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial z} \right) \langle E_s \rangle &= u, \\ \frac{\partial \langle |E_L|^2 \rangle}{\partial z} &= \frac{g_L}{g_s} \langle E_s \rangle \langle u + u^* \rangle, \\ \frac{\partial u}{\partial z} &= -g_s g_p \langle |E_L|^2 \rangle \langle E_s \rangle. \end{aligned} \quad (\text{II.14})$$

Поскольку в систему уравнений (II.14) не входит параметр l_s , то точно такая же система описывает взаимодействие s - и p -волн с монохроматической накачкой. Это означает, что известное решение задачи о взаимодействии трех гармонических волн [6] годится также для описания рассматриваемых здесь процессов; в частности, сохраняет свою силу вывод о полной перекачке энергии в сигнальную и холостую волны (согласно соотношению Мейли—Роу).

III. ВР ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Наибольшая интенсивность излучения достигается при концентрации электромагнитной энергии в сравнительно небольшом объеме. Поэтому при исследовании нелинейных эффектов, протекающих, как правило, при достаточно высокой интенсивности, необходимо принимать во внимание ограниченность пучков возбуждающего излучения. В этой лекции мы обсудим особенности параметрического преобразования

* Интересно указать на возможную аналогию процессов нарастания модулированных сигналов в поле шумовой накачки при параметрическом усилении и роста кристаллических ячеек из раствора или клеток, находящихся в питательной среде, играющей роль теплового резервуара.

в поле локализованных пучков с неоднородной в общем случае пространственной структурой. Рассмотрение проведем на примере попутного ВР в предположении, что в отсутствие внешнего поля волна, характеризующая собственное движение в среде, затухает за время, малое по сравнению с характерным временем нелинейного преобразования (электрическая поляризация на комбинационных частотах безынерционно «следит» за амплитудами взаимодействующих полей). В этом случае система трех уравнений (II.4) для параметрически взаимодействующих волн сводится к двум (волна, характеризующая движение в среде, исключается из рассмотрения); в квазиоптическом приближении искомая система имеет вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_L} \Delta_{\perp} \right) E_L = -g_L E_L |E_s|^2; \quad (\text{III.1a})$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{i}{2k_s} \Delta_{\perp} \right) E_s = g_s E_s |E_L|^2. \quad (\text{III.16})$$

Для попутного ВР $g_L > 0$, $g_s > 0$; для обратного — $g_L > 0$, $g_s < 0$. Предположим, что на входе в нелинейную среду пучок накачки характеризуется двумя параметрами: радиусом поперечной корреляции ρ_L (определяет масштаб внутренней модуляции) и радиусом огибающей r_L^* .

В зависимости от мощности исходного излучения характерная длина нарастания интенсивности ВР (обратный инкремент) l_n может либо превысить максимальную длину продольной корреляции стоковой волны и накачки $l_s = \frac{k_L \rho_L^2}{4}$, определяемую длиной дифракционного расплывания одной неоднородности с масштабом ρ_L , либо быть меньше l_s [11, 18].

Если $l_n \gg l_s/M$ (M — полный инкремент), то в соответствии с результатами, изложенными в предыдущей лекции, рассеянная волна при любом распределении поля в стоковом пучке сама усредняет собственный профиль усиления, и взаимодействие волн является некогерентным (как отмечалось выше, при этом возможно преобразование энергии пространственно-некогерентной накачки в когерентную рассеянную волну). Если же $l_n \leq l_s/M$, то, наоборот, взаимодействие волн является динамическим, или когерентным — при достаточно большой длине усиления поперечная структура поля стоковой компоненты определяется как амплитудной, так и фазовой (модуляцией) поля в пучке накачки и является с ней коррелированной. Другими словами, при $l_s > l_n/M$ в усиливаемом пучке может произойти такая синхронизация фаз, что распределение поля в нем становится подобным соответствующему распределению в пучке накачки.

Однако при очень малой (в сравнении с l_s) длине l_n и, следовательно, небольших трассах взаимодействия стоковой волна, первоначальным источником которой при ВР служит дельта-коррелированный шум в среде или на границе, не успевает сформироваться в пучок, профиль которого зависел бы не только от амплитудной, но и от фазовой модуляции накачки.

В этом случае, при выполнении условия $l_n < \frac{1}{2M^2} l_s$ (см. (III.5)), поле ВР будет многомодовым с частично синхронизованными фазами

* Если пучок сфокусирован линзой, то ее фокусное расстояние F является третьим параметром.

и радиусом поперечной корреляции ρ_s , малым по сравнению с радиусом исходного пучка или масштабом его корреляции ρ_L (даже при исходном одномодовом пучке накачки). Таким образом, при произвольной накачке следует различать три различных режима ВР:

- 1) режим некогерентного усиления — $l_H > l_s M$,
- 2) режим когерентного усиления — $\frac{l_s}{2M^2} < l_H < l_s M$,
- 3) режим частичной синхронизации — $l_H < l_s/2M^2$.

Далее мы проанализируем все три указанных режима и уточним условия их реализации. В заключение лекций обсудим соответствие вторым принципам термодинамики принципиальной возможности преобразования некогерентной накачки в когерентную электромагнитную волну.

1. ВР одномодовых пучков

Вначале исследуем особенности ВР пучков, амплитуда и фаза которых изменяются достаточно плавно по поперечному сечению (одномодовые пучки). В большинстве случаев такие пучки можно аппроксимировать гауссовыми, интенсивность которых в линейной среде распределена по закону

$$|E_L(z, r_\perp)|^2 = \frac{|E_L|^2}{(1 - z/F)^2 + z^2/z_d^2} \exp\left\{-\frac{r_\perp^2}{r_L^2 [(1 - z/F)^2 + z^2/z_d^2]}\right\}, \quad (III.2)$$

где $z_d = k_L r_L^2$ — длина дифракционного распыливания луча.

Поскольку наиболее интенсивное усиление излучения ВР происходит вблизи оси пучка, то в приближении заданного поля накачки распределение (III.2) можно заменить параболическим:

$$|E_L(z, r_\perp)|^2 = \frac{|E_L|^2}{[(1 - z/F)^2 + z^2/z_d^2]} \left\{1 - \frac{r_\perp^2}{r_L^2 [(1 - z/F)^2 + z^2/z_d^2]}\right\}. \quad (III.3)$$

Пренебрежем реакцией накачки на рассеянное поле и подставим (III.3) в уравнение (III.1б). Решение получающегося при этом уравнения исследовано в работах [14, 15], где показано, что если при усилении дельта-коррелированного шума длина трассы меньше величины

$$z_M = \left(\frac{k_L}{2g_s |E_L|^2}\right)^{1/2} r_L, \quad (III.4)$$

то поле ВР является пространственно-некогерентным; в обратном случае — излучение ВР формируется в когерентный гауссов пучок с расходимостью порядка дифракционной. Эффект образования когерентного излучения ВР связан с дискриминацией мод в активном (усиливающем) канале, образованном внешней накачкой. При $z \ll z_M$ такая дискриминация незначительна и вклад в рассеянное излучение вносит большое число несинхронных мод, возбужденных случайным источником шума. При $z \rightarrow z_M$ число мод, вносящих основной вклад в интенсивность ВР, уменьшается, т. е. происходит частичная синхронизация излучения. При $z > z_M$ дискриминация приводит к преимущественному усилению одной (обычно основной) моды, которая и вносит определяющий вклад в излучение ВР. Из условия $z < z_M$ находим, что поле ВР будет пространственно-некогерентным, если $\frac{1}{g_s |E_L|^2} < \frac{1}{2M^2} z_d$. В рассматриваемом

мом случае, очевидно, $l_s = z_d$ (для одномодового лучка $r_L = 2r_d$) и $l_n = \frac{1}{g_s |E_L|^2}$. Поэтому последнее условие можно переписать так:

$$l_n < \frac{1}{2M^2} l_s. \quad (\text{III.5})$$

При выполнении обратного условия

$$\frac{1}{M} l_s > l_n > \frac{1}{2M^2} l_s, \quad (\text{III.6})$$

рассеянное излучение «набирает» полный инкремент M на расстояниях, превышающих z_m , но меньших $l_s = z_d$. В этом случае излучение ВР является пространственно-когерентным. Более того, при накачке сфокусированным гауссовым пучком излучение ВР вдали от фокуса по фазе и амплитуде повторяет с большой точностью пучок накачки, т. е. в рассеянной волне происходит восстановление профиля возбуждающего излучения [15].

При $l_n > l_s/M$ ВР с полным инкрементом, равным M , для одномодового пучка накачки невозможно из-за его дифракционной расходимости. Последнее соотношение при заданном значении $M = M_n$, определяемом, например, из условия регистрации достаточно интенсивного рассеянного излучения ($M_n \sim 20 \div 30$), дает пороговую мощность эффекта ВР в однородной среде: $P_n \approx \frac{cn M_n}{2kl_s g_s}$ (c — скорость света

в вакууме, n — показатель преломления). Оба рассмотренных здесь режима (частичной синхронизации и когерентного рассеяния одномодовых пучков) и переход между ними наблюдались экспериментально при изменении радиуса r_L и, следовательно, мощности P_L пучка накачки [16]. На рис. 2 приведена взятая из [16] зависимость расходимости рассеянного излучения θ_s , нормированной на дифракционную расходимость $\theta_{s,d} = 1/k_s r_s$, от P_L в CCl_4 ($L = 3 \text{ см}$) при пороговой интенсивности накачки $I_{Ln} = 800 \text{ мВт/см}^2$ (крестики — результат эксперимента, сплошная линия — теоретический расчет). При малых радиусах пучка, когда выполняется (III.6), рассеянное излучение было

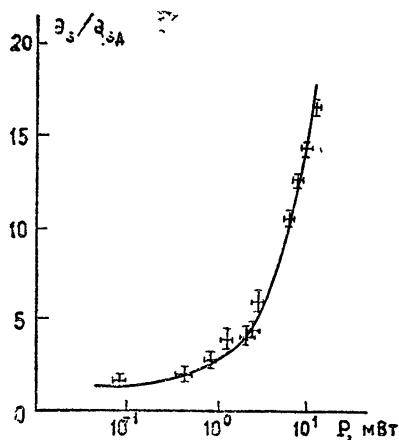


Рис. 2.

пространственно-когерентным; при увеличении r_L и смене (III.6) на (III.5) наблюдалось пространственно-некогерентное излучение ВРМБ.

2. ВР многомодовых пучков

При ВР пучков со сложной пространственной структурой (многомодовое излучение) рассмотрение существенно изменяется. Характер процесса, как уже указывалось, существенно зависит от соотношения параметров l_n и l_s . В соответствии с соотношением (II.12) при

$$l_s \frac{z}{l_n} < l_n, \text{ или } l_s M \ll l_n, \quad (\text{III.7})$$

флуктуации интенсивности накачки не скажутся на усилении рассеянного поля. Поэтому в приближении заданного поля накачки в уравнении (III.1 б) при выполнении (III.7) $|E_L|^2$ можно заменить на $\langle |E_L|^2 \rangle$. При гауссовой на входе (в плоскости $z = 0$) функции корреляции сфокусированного луча

$$\langle E_L(r_{\perp} - \rho/2) E_L^*(r_{\perp} + \rho/2) \rangle = \langle |E_L|^2 \rangle \exp\left(-\frac{r_{\perp}^2}{r_L^2} - \frac{\rho^2}{\rho_L^2} + \frac{ik_L r_{\perp} \rho}{F}\right)$$

средняя интенсивность поля в среде распределена по закону

$$\langle |E_L(E, r_{\perp})|^2 \rangle = \frac{\langle |E_L|^2 \rangle}{[(1 - z/F)^2 + z^2/z_a^2]} \exp\left\{-\frac{r_{\perp}^2}{r_L^2 [(1 - z/F)^2 + z^2/z_a^2]}\right\}. \quad (\text{III.8})$$

Здесь $z_a = k_L \rho_L r_L / 2 = r_L / \theta$, $\theta = 2/k_L \rho_L$ — некомпенсируемая расходимость многомодового пучка. Разлагая $\langle |E_L(z, r_{\perp})|^2 \rangle$ в ряд по r_{\perp}^2 вплоть до членов второго порядка включительно и подставляя полученное выражение в уравнение (III.1 б), можно найти поле E_s , которое при дельта-коррелированном источнике оказывается пространственно-некогерентным, хотя его расходимость вблизи фокуса $z \approx F$ или на траассах $z \geq z_d$ (при $F = \infty$) может быть и меньше расходимости накачки [17]*. Если же источником рассеянного поля служит определенным образом модулированной сигнальная волна, то последняя при усилении в поле некогерентной накачки, для которой выполнено условие (III.7), искажается слабо, сохраняя структуру, присущую ей при распространении в свободном пространстве. Эффекты такого типа зарегистрированы экспериментально [19]. В частности, была достигнута значительная ($\sim 60\%$) перекачка энергии многомодового пространственно-некогерентного излучения накачки в одномодовую когерентную волну (в [19] получено увеличение спектральной яркости $\sim 6 \cdot 10^3$).

При увеличении l_s и нарушении условия (III.7) флуктуации накачки могут оказать существенное влияние на распространение рассеянного поля**. При этом наступает режим когерентного усиления. Флуктуационные выбросы интенсивности накачки переходят теперь в рассеянное излучение, которое таким образом «списывает» объемное распределение амплитуды поля возбуждающего пучка. Но, как известно, фазовая модуляция в ограниченных пучках накачки переходит в амплитудную на расстояниях, меньших длины дифракционного расплывания всего луча $z_a = \frac{k_L r_L \rho_L}{2}$, но больших (или порядка) длины дифракционного расплывания одной неоднородности $l_s = \frac{k_L \rho_L^2}{4}$. Поэтому

* Интересно отметить, что при некогерентной пространственно-некогерентной накачке за счет различия групповых скоростей взаимодействующих волн могут реализовываться условия, при которых рассеянный пучок будет пространственно-когерентным. Для этого необходимо, чтобы длина корреляции $l_s = 2(\delta\omega_L / \nu_{L_s})^{-1}$, связанная с некогерентностью накачки, была мала по сравнению с длиной корреляции $l_s = k_L \rho_L^2 / 4$, связанной с пространственной некогерентностью исходного пучка [18].

** Заметим, что из-за дифракции рассеянной волны эффективное усреднение профиля усиления (интенсивности накачки) возможно и при нарушении соотношения (III.7), если только радиус поперечной корреляции ρ_s мал по сравнению с ρ_L и выполняется условие $k_L \rho_L \rho_s / 4 \ll l_s$. Последнее следует иметь в виду при усилении излучений с достаточно мелким поперечным масштабом в поле пучков накачки с широкой апертурой.

в рассеянной волне, «описывающей» амплитудное распределение монохроматического поля накачки, в принципе, содержится информация и о фазовой модуляции возбуждающегося пучка. Более детальные теоретические и экспериментальные исследования показывают [20], что при выполнении условия

$$l_s M > l_n \quad (III.9)$$

в области усиления, превышающей длину z_d (или — при использовании линзы — длину фокальной перетяжки), в рассеянной волне может наблюдаться восстановление изображения, переносимого лучом накачки***. Этот вывод согласуется с данными работ [21, 22], в которых сообщалось о наблюдении эффекта повторения поля накачки в излучении ВР. Простейшим примером режима когерентного усиления является рассмотренное выше ВР одномодовых пучков в условиях, когда выполняется соотношение (III.6). При дальнейшем повышении отношения l_s/l_n (см. условие III.5), наступает уже обсуждавшийся ранее режим частичной синхронизации излучения ВР.

3. О законе возрастания энтропии при параметрических процессах

Как показано выше, при параметрическом преобразовании возможна полная (согласно соотношению Мейли—Роу) перекачка энергии из некогерентной накачки в когерентную сигнальную волну с отдачей части энергии (даже очень малой) в холостую волну. Подобные процессы, как уже отмечалось в [23], конечно, не должны противоречить второму началу термодинамики. Убедимся в этом непосредственным расчетом.

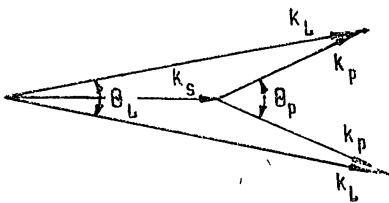


Рис. 3.

Предположим, что пучок накачки с энергией δE_L , сосредоточенной в спектральном интервале $\delta\omega_L$ и телесном угле $\delta\theta_L$, преобразуется в плоскую монохроматическую волну с предельной энергией, определяемой из соотношений Мейли—Роу, $\delta E_s = \frac{\omega_s}{\omega_L} \delta E_L$, а оставшаяся часть энергии $\delta E_p =$

$\frac{\omega_p}{\omega_L} \delta E_L$ сосредоточена в интервале $\delta\omega_p = \delta\omega_L$ и $\delta\theta_p = \delta\theta_L \frac{\omega_L^2}{\omega_p^2}$ (см. рис. 3). Энтропия излучения накачки равна

$$\delta S_L = \frac{\omega_L^2 \delta\omega_L}{(2\pi\nu)^3} \delta\theta_L f(n_L), \quad (III.10)$$

где $f(n) = (n+1)\ln(n+1) - n\ln n$, $n_L = \delta E_L \left[\frac{\omega_L^2 \delta\omega_L}{(2\pi\nu)^3} \delta\theta_L \hbar\omega_L \right]^{-1}$ — плотность числа квантов, ν — скорость света в среде. Энтропия сигнальной волны равна нулю, так как $\delta\omega_s \rightarrow 0$, $\delta\theta_s \rightarrow 0$. Энтропия холостой волны определяется формулой

$$\delta S_p = \frac{\omega_p^2 \delta\omega_p}{(2\pi\nu)^3} \delta\theta_p f(n_p),$$

*** В рассматриваемом случае ВР можно трактовать как процесс восстановления в некогерентном свете предметной волны (накачки) по записанному в среде объемному распределению ее интенсивности [20].

где $n_p = \delta E_p \left[\frac{\omega_p^2 \delta \omega_p \delta \theta_L \hbar \omega}{(2\pi v)^3} \right]^{-1}$. Из закона сохранения числа квантов имеем $n_p = n_L$ (последнее соотношение следует из равенств $\delta E_p = \omega_p / \omega_L \times \delta E_L$, $\delta \theta_p = \delta \theta_L \omega_p^2 / \omega_L^2$ и $\delta \omega_p = \delta \omega_L$). Учитывая далее, что $\omega_p^2 \delta \theta_p = \omega_L^2 \delta \theta_L$, получаем $\delta S_L = \delta S_p$.

Таким образом, рассматриваемый процесс идет с сохранением энтропии. В этом смысле он является экстремальным, так как даже при очень малой некогерентности сигнальной волны энтропия может только увеличиться. Энтропия возрастает также при поглощении усиливаемых волн. Например, прямое поглощение холостой волны увеличивает ее энтропию в сравнении со значением δS_L , определяемым формулой (III.10).

Коэффициент полезного действия $\bar{\eta}$ при преобразовании в когерентную волну может быть очень близок к единице. Действительно, предельное значение $\bar{\eta}$ равно

$$\bar{\eta} = 1 - \omega_p / \omega_L \quad (\text{III.11})$$

и при $\omega_p \rightarrow 0$ $\bar{\eta} \rightarrow 1$. Очевидно, минимальное значение $\omega_p \sim \delta \omega_L$ и поэтому

$$\bar{\eta}_{\text{пред}} \approx 1 - \frac{\delta \omega_L}{\omega_L} \approx 1 \quad (\delta \omega_L \ll \omega_L). \quad (\text{III.12})$$

Отсюда следует, что резкое повышение спектральной яркости некогерентного излучения можно достичь за счет относительно очень малых потерь энергии ($\sim \delta \omega_L / \omega_L$) (см. также [23]).

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Л. Фабелинский, Молекулярное рассеяние света, изд. Наука, М., 1965.
2. М. М. Сущинский, Спектры комбинационного рассеяния молекул и кристаллов, изд. Наука, М., 1969.
3. Н. Бломберген, УФН, 97, 307 (1969)
4. В. С. Старунов, И. Л. Фабелинский, УФН, 98, 441 (1969)
5. В. И. Беспалов, А. М. Кубарев, Г. А. Пасманик, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 13, № 10, 1433 (1970).
6. Н. Бломберген, Нелинейная оптика, изд. Мир, М., 1966
7. В. Н. Луговой, Введение в теорию вынужденного комбинационного рассеяния, изд. Наука, М., 1968
8. А. Н. Малахов, Флуктуации в автоколебательных системах, изд. Наука, М., 1968.
9. Б. Б. Кадомцев, в сб. Вопросы теории плазмы, Атомиздат, М., вып. 4, 188 (1964)
10. Г. А. Пасманик, М. С. Сандлер, в сб. Квантовая электроника, вып. 3 (15), 136 (1973).
11. Г. А. Пасманик, Г. И. Фрейдман, Квантовая электроника, 1, № 3, 574 (1974)
12. А. А. Бетин, Г. А. Пасманик, Г. И. Фрейдман, Тезисы докладов, представленных на VII Всесоюзную конференцию по нелинейной и когерентной оптике, Ташкент, изд. МГУ, 1974, стр. 188.
13. С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, Письма в ЖЭТФ, 18, 519 (1973).
14. В. И. Беспалов, Г. А. Пасманик, Докл. АН СССР, 210, 309 (1973).
15. А. А. Бетин, Г. А. Пасманик, в сб. Квантовая электроника, вып. 4 (16), 60 (1973).
16. А. А. Бетин, Г. А. Пасманик, Квантовая электроника (в печати).
17. Г. А. Пасманик, Докл. АН СССР, 210, 5 (1973).
18. Г. А. Пасманик, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 17, № 7, 970 (1974).

- 19 А. А. Бетин, Г. А. Пасманик, Письма в ЖЭТФ, 20, вып. 23 (1976).
- 20 А. А. Бетин, Г. А. Пасманик, II Всесоюзная конференция по голографии, Тезисы докладов, ч. II, изд. Института физики АН УССР, Киев, 1975, стр. 72.
21. Б. Я. Зельдович, В. И. Поповичев, В. В. Рагульский, Ф. С. Файзуллов, Письма в ЖЭТФ, 15, 160 (1975); О. Ю. Носач, В. И. Поповичев, В. В. Рагульский, Ф. С. Файзуллов, Письма в ЖЭТФ, 16, 617 (1972).
- 22 А. Н. Арбатская, К. А. Прохоров, М. М. Сушинский, ЖЭТФ, 62, 872 (1972).
23. И. И. Собельман, УФН, 113, 701 (1974).

Научно-исследовательский радиофизический институт
