

Лекция № 7

Нелинейные явления в оптике. Краткая историческая справка. Механизмы нелинейных явлений. Генерация второй гармоники. Использование нелинейных явлений.

3. Нелинейные явления оптике

Экстремальные состояния вещества особенно привлекательны для физики, поскольку в них наиболее ясно проявляются законы природы¹.

Нелинейные явления возникают в результате взаимодействия излучения мощных квантовых генераторов с веществом (твёрдыми телами, жидкостями, газами и плазмой) [8, 9, 11, 19, 39, 40].

Первые нелинейные эффекты при распространении света в веществе были обнаружены еще в долазерную эпоху. Поэтому соответствующий раздел физики получил название *нелинейной оптики*.

Поскольку оптика традиционно исследует видимый свет (длина волны $\lambda \sim 4 \cdot 10^{-7} - 8 \cdot 10^{-7}$ м), а квантовые генераторы излучают в диапазонах от субмиллиметрового ($\lambda \sim 10^{-4}$ м) до рентгеновского ($\lambda \sim 10^{-10}$ м), целесообразно говорить о *нелинейной квантовой радиофизике*.

3.1. Краткая историческая справка

Первые предпосылки к существованию нелинейных эффектов, вызванных взаимодействием оптического излучения с веществом, появились в 20-х гг. прошлого столетия.

В 1923 г. С. И. Вавилов и В. Л. Левшин обнаружили эффект самопросветления при прохождении света через урановое стекло. В качестве источника света использовались мощные электромагнитные искры.

Уменьшение коэффициента поглощения составило $1,5 \pm 0,3\%$. С. И. Вавилов понимал, что обнаруженный эффект – один из многих, способных составить новое направление. Он назвал это направление *нелинейной оптикой*.

В 50-х гг. XX в. Г. С. Горелик теоретически обосновал возможность наблюдения не-

которых нелинейных эффектов с помощью фотоэлектрических умножителей.

Рождение нелинейной квантовой радиофизики обязано созданию *мощных когерентных источников света – лазеров*.

В 1961 г. физик из США П. Франкен впервые наблюдал *генерацию второй гармоники*. В 1962 г. обнаружен *эффект генерации третьей гармоники*.

В 1961 – 1963 гг. Р. В. Хохлов, С. А. Ахманов в СССР и Н. Бломберген в США выполнили фундаментальные теоретические исследования, заложив тем самым основы нелинейной квантовой радиофизики и оптики.

В 1962 – 1963 гг. открыто и объяснено *вынужденное комбинационное рассеяние света*.

В 1965 г. обнаружен эффект *самофокусировки света* (Н. Ф. Пилипецкий, А. Ф. Рустамов), предсказанный Г. А. Аскарьяном в 1962 г.

К середине 1960-х гг. нелинейная квантовая радиофизика (нелинейная оптика) сформировалась как самостоятельное направление. Нелинейные явления быстро внедрились в практику.

В 1964 – 1966 гг. появились первые работы по *нелинейной спектроскопии*.

В 1965 г. были созданы *параметрические генераторы света*, использующие нелинейные эффекты для генерации излучения, плавно перестраиваемого по частоте в широких пределах.

В 1967 г. начались исследования эффектов при воздействии на среду *пикосекундных импульсов* ($\tau \sim 10^{-12}$ с), а в 1970 – 1980-х гг. и *фемтосекундных импульсов* ($\tau \sim 10^{-15}$ с).

В 1971 – 1972 гг. открыто и изучено явление *обращения волнового фронта* в нелинейных средах, положившее начало адаптивной оптике.

В настоящее время основные нелинейные явления используются на практике. Нелинейная квантовая радиофизика – одна из немногих нелинейных наук, которая может «похвастаться» сравнительно быстрым и

¹ А. Л. Великович, М. А. Либерман. Физика ударных волн в газах и плазме. – М.: Наука, 1987. – С. 4.

широким внедрением своих эффектов в практику [9, 11, 19, 39, 40].

3.2. Механизмы нелинейных явлений

Существует несколько механизмов, приводящих к возникновению нелинейных явлений. Величина характерного поля, при которой становится существенным тот или иной механизм, зависит от вещества, его агрегатного состояния и параметров, частоты волны и т. п. [19].

Рассмотрим механизмы подробнее.

3.2.1. Тепловой механизм

Тепловой механизм нелинейности связан с нагревом вещества мощным электромагнитным излучением, в результате чего показатели поглощения и преломления вещества становятся зависящими от напряженности поля волны. Это приводит, в частности, к самовоздействию волны, к эффекту самофокусировки и т. д.

Величина характерного поля E_t для теплового механизма зависит от вещества. Так, заметный нагрев кристалла возможен уже при $P \sim 10^{-2}$ Вт, т. е. при $E_t \sim 10^3$ В/м. Для плазмы $E_t \sim 10^6$ В/м. В последнем случае E_t обычно называют *плазменным полем* E_p (см. пункт 4.2.1).

3.2.2. Стрикционный механизм

Под электрострикцией (кратко – стрикцией) понимается *деформация* твердого тела или *изменение параметров* газообразного (плазменного) вещества под действием неоднородного электромагнитного поля. Такое поле создает электрострикционное давление $p_s \sim E^2$ (см. также пункт 4.2.2). При этом возмущения показателей поглощения и преломления

$$\Delta \kappa \sim \left(\frac{\partial \kappa}{\partial \rho} \right)_0 p_s,$$

$$\Delta n \sim \left(\frac{\partial n}{\partial \rho} \right)_0 p_s,$$

где ρ – плотность вещества.

Электрострикция приводит, в частности, к генерации акустических волн, которые рассеивают электромагнитное излучение.

Стрикционные эффекты имеют характерное время

$$\tau_s = L / v,$$

где L – длина образца, v – скорость упругих волн. Оказывается, что $\tau_s \sim 10^{-5}$ с при $L \sim 10^{-2}$ м, $v \sim 10^3$ м/с.

Величина стрикционного эффекта также зависит от вещества и частоты электромагнитной волны. Например, в плазме для $f \sim 10^{15}$ Гц $E_s \sim 10^9 - 10^{10}$ В/м.

3.2.3. Атомный механизм

Данный механизм связан с *нелинейным откликом* атомных или молекулярных осцилляторов вещества, в котором распространяется электромагнитная волна.

Атомный механизм является *основным* в нелинейной квантовой радиофизике. Он возникает тогда, когда напряженность поля волны становится соизмеримой с внутриатомной напряженностью поля

$$E_a = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_a^2}, \quad (3.2.1)$$

где ϵ_0 – электрическая постоянная,

$$r_a = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m e^2}. \quad (3.2.2)$$

Здесь r_a – радиус первой боровской орбиты, \hbar – постоянная Планка, e и m – заряд и масса электрона.

Из (3.2.1), (3.2.2) получаем

$$E_a = \frac{m^2 e^5}{(4\pi\epsilon_0)^3 \hbar^4}. \quad (3.2.3)$$

Величина $E_a \sim 10^{12}$ В/м.

3.2.4. Релятивистский механизм

Данный механизм возникает в случае, если *осцилляторная* скорость свободных электронов (в пренебрежении релятивистским изменением массы)

$$v_e = \frac{e E_0}{m \omega}$$

становится порядка скорости света c , т. е. при напряженности поля

$$E_r = \frac{m c \omega}{e}. \quad (3.2.4)$$

Например, при $f \sim 10^{15}$ Гц $E_r \sim 10^{13}$ В/м.

3.2.5. Вакуумный механизм

Данный механизм может стать существенным, если работа электрического поля над электроном на комптоновской длине волны этой частицы $\lambda_k = \hbar / mc$ сравняется с энергией покоя электрона, т. е.

$$eE_v \lambda_k = mc^2$$

или

$$eE_v \frac{\hbar}{mc} = mc^2.$$

Отсюда

$$E_v = \frac{m^2 c^3}{e \hbar}. \quad (3.2.5)$$

Величина E_v зависит только от фундаментальных констант и равна $\sim 10^{18}$ В/м.

При $E \sim E_v$ возникают нелинейные эффекты в вакууме. Разумеется, речь идет не о классическом вакууме (пустоте), а о *физическом вакууме*, в котором непрерывно рождаются и исчезают виртуальные частицы.

3.2.6. Сравнение механизмов

Обычно в наименьших полях проявляется тепловая нелинейность, в несколько больших полях – стрикционная, т. е.

Таблица 3.1. Сравнительные характеристики различных механизмов

Механизм	E , В/м	E / E_v	P , Вт	q , Вт/м ²
Тепловой	10^3	10^{-15}	10^{-2}	10^3
Стрикционный	10^5	10^{-13}	10^2	10^7
Атомный	10^{12}	10^{-6}	10^{16}	10^{21}
Релятивистский	10^{13}	10^{-5}	10^{18}	10^{23}
Вакуумный	10^{18}	1	10^{28}	10^{33}

Какими же полями располагает экспериментатор в настоящее время? Приведем примеры сверхсильных световых полей. При помощи эксимерной системы КгF ($\lambda = 0,24$ мкм, $\tau = 70$ фс) еще в 1980-х гг. получено $q \sim 10^{22}$ Вт/м² ($P \sim 10^{17}$ Вт), в перспективе можно получить $q \sim 10^{23}$ Вт/м² ($P \sim 10^{18}$ Вт, $\tau \sim 100$ фс). Для твердотельных систем (видимый и ближний инфракрасный диапазоны) при $\tau \sim 10$ фс получено $q \sim 10^{22}$ Вт/м², а в перспективе – $q \sim 10^{27}$ Вт/м² ($P \sim 10^{22}$ Вт, $\tau \sim 10$ фс) [19].

$$E_t \ll E_s. \quad (3.2.6)$$

В еще больших полях становятся существенными атомный, релятивистский и вакуумный механизмы. Покажем это, для чего составим отношения, исходя из (3.2.3), (3.2.4) и (3.2.5):

$$\frac{E_a}{E_v} = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \right)^3 \equiv \alpha^3, \quad \frac{E_r}{E_v} = \frac{\hbar\omega}{mc^2},$$

где $\alpha \approx 1 / 137$ – постоянная тонкой структуры. При этом $E_a / E_v \sim 10^6$, а $E_r / E_v \sim 10^{-5}$ при $f \sim 10^{15}$ Гц.

Таким образом,

$$E_a \ll E_r \ll E_v,$$

а с учетом (3.2.6) имеем

$$E_t \ll E_s \ll E_a \ll E_r \ll E_v.$$

Результаты оценок этих полей, а также соответствующих им мощностей излучения P и плотностей потока энергии $q = P / S$ для сечения пучка $S = 10$ мм² приведены в табл. 3.1.

Так называемые СРА-лазеры позволили достичь $q \sim 10^{24} - 10^{25}$ Вт/м². Они имеют мощность $P \sim 10^{19} - 10^{20}$ Вт при $\tau \sim 10 - 10^3$ фс [19].

В России и Великобритании в 2006 – 2007 гг. достигнуты значения $q \sim 10^{26}$ Вт / м².

Таким образом, даже в отдаленной перспективе вряд ли удастся приблизиться к величине E_v . Что же касается величины E_r , можно утверждать, что к ней подошли вплотную.

Полезно сравнить объемную плотность энергии различных источников (табл. 3.2).

Таблица 3.2. Объемная энергия различных источников

Источник энергии	Плотность энергии, Дж/м ³
Аннигиляция частиц и античастиц	10 ³⁵
Квантовый генератор	10 ¹⁸
Ядерная реакция	10 ¹⁷
Химическая реакция	8·10 ⁹
Вулканическая лава	2·10 ⁹
Молния	10 ⁷
Землетрясение	10 ³
Мощные атмосферные процессы	10 ² – 10 ³

При оценке объемной плотности энергии $w = q / c$, излучаемой квантовым генератором, считалось, что мощность лазера около 1 ПВт, луч фокусируется на мишени диаметром около 3 мм.

Из табл. 3.2 видно, что по объемной плотности энергии квантовые генераторы уступают лишь аннигиляции частиц с античастицами.

3.3. Генерация второй гармоники

Генерация второй гармоники – классический нелинейный эффект квантовой радиофизики. Рассмотрим его подробнее.

3.3.1. Исходные уравнения

Исходными соотношениями являются укороченные уравнения для комплексных амплитуд [1]:

$$\frac{d\tilde{A}_1}{dx} = -i\delta_1 \tilde{A}_2 \tilde{A}_1^* e^{-i\Delta kx}, \quad \delta_1 > 0, \quad \tilde{A}_1(0) = A_{10} \quad (3.3.1)$$

$$\frac{d\tilde{A}_2}{dx} = -i\delta_2 \tilde{A}_1^2 e^{i\Delta kx}, \quad \delta_2 > 0, \quad \tilde{A}_2(0) = 0 \quad (3.3.2)$$

где $\Delta k = k_2 - 2k_1 = 2\frac{\omega}{c}(n_2 - n_1)$, $\tilde{A}_{1,2}$ и $n_{1,2}$ – комплексные амплитуды и показатели преломления волны накачки (1) и волны с частотой 2ω (2), $\delta_{1,2}$ – действительные коэффициенты.

Решение (3.3.1), (3.3.2) ищем в виде

$$\tilde{A}_{1,2} = A_{1,2} e^{i\varphi_{1,2}}. \quad (3.3.3)$$

Подставляя (3.3.3) в (3.3.1), (3.3.2), получим

$$\frac{dA_1}{dx} + iA_1 \frac{d\varphi_1}{dx} = -i\delta_1 A_1 A_2 e^{-i\Phi}, \quad (3.3.4)$$

$$\frac{dA_2}{dx} + iA_2 \frac{d\varphi_2}{dx} = -i\delta_2 A_1^2 e^{i\Phi}, \quad (3.3.5)$$

где $\Phi = 2\varphi_1 - \varphi_2 + \Delta kx$. Комплексные уравнения (3.3.4), (3.3.5) позволяют найти $A_{1,2}$ и $\varphi_{1,2}$. Выделим в этих уравнениях действительную часть:

$$\frac{dA_1}{dx} = -\delta_1 A_1 A_2 \sin\Phi, \quad (3.3.6)$$

$$\frac{dA_2}{dx} = \delta_2 A_1^2 \sin\Phi. \quad (3.3.7)$$

Решая эту систему, найдем $A_1(x)$ и $A_2(x)$.

3.3.2. Амплитуда второй гармоники

Из (3.3.7) видно, что источником волны (2) является волна накачки, причем $dA_2 / dx > 0$. Это означает, что амплитуда второй гармоники растет, а волны накачки – убывает, так как $dA_1 / dx < 0$ (см. (3.3.6)). Максимальное взаимодействие имеет место при $\sin\Phi = 1$ (при $\sin\Phi = 0$ взаимодействие отсутствует). В этом случае уравнения (3.3.6), (3.3.7) сводятся к следующим:

$$\frac{dA_1}{dx} = -\delta_1 A_1 A_2, \quad A_1(0) = A_{10}, \quad (3.3.8)$$

$$\frac{dA_2}{dx} = \delta_2 A_1^2, \quad A_2(0) = 0. \quad (3.3.9)$$

Разделив верхнее уравнение на нижнее, получим

$$\frac{dA_1}{dA_2} = -\frac{\delta_1 A_2}{\delta_2 A_1}.$$

Отсюда первый интеграл системы (3.3.8), (3.3.9) имеет вид:

$$A_1^2 = A_{10}^2 - \frac{\delta_1}{\delta_2} A_2^2. \quad (3.3.10)$$

С учетом (3.3.10) уравнение (3.3.9) преобразуется к такому:

$$\frac{dA_2}{dx} = \delta_2 \left(A_{10}^2 - \frac{\delta_1}{\delta_2} A_2^2 \right). \quad (3.3.11)$$

Из (3.3.11) следует, что в глубине среды (формально при $x \rightarrow \infty$) имеет место максимальное значение квадрата амплитуды волны 2, равное

$$A_{2\infty}^2 = \frac{\delta_2}{\delta_1} A_{10}^2. \quad (3.3.12)$$

Тогда (3.3.11) с учетом (3.3.12) переписывается как

$$\frac{dA_2}{dx} = \delta_1 A_{2\infty}^2 \left(1 - \frac{A_2^2}{A_{2\infty}^2} \right).$$

Разделяя переменные и интегрируя, получим

$$A_2 = A_{2\infty} \operatorname{th}(\delta_1 A_{2\infty} x + C),$$

где из граничного условия $A_2(0) = 0$ находим, что $C = 0$. Тогда

$$A_2(x) = A_{2\infty} \operatorname{th} \delta_1 A_{2\infty} x. \quad (3.3.13)$$

Подстановка (3.3.13) в уравнение (3.3.10) с учетом (3.3.12) дает

$$A_1^2 = A_{10}^2 - \frac{\delta_1 \delta_2}{\delta_2 \delta_1} A_{10}^2 \operatorname{th}^2 \delta_1 A_{2\infty} x.$$

Отсюда

$$A_1(x) = \frac{A_{10}}{\operatorname{ch} \delta_1 A_{2\infty} x}. \quad (3.3.14)$$

Зависимости $A_1(x)$ и $A_2(x)$ показаны на рис. 3.1.

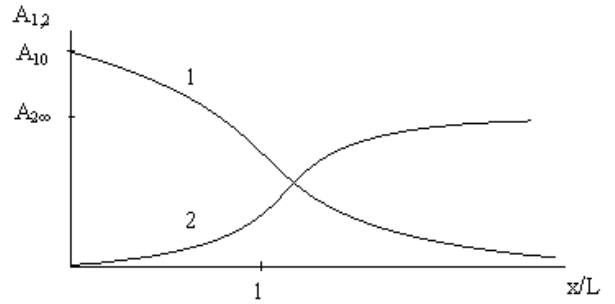


Рис. 3.1. Зависимость амплитуды волны накачки (1) и второй гармоники (2) от длины взаимодействия

Из рис. 3.1 видно, что при $L = (\delta_1 A_{1\infty})^{-1}$ происходит перекачка энергии волны накачки в энергию второй гармоники. Эффективность энергетических преобразований

$$\eta = \frac{A_{2\infty}^2}{A_{10}^2} = \frac{\delta_2}{\delta_1}$$

составляет величину $\sim 0,6 - 0,8$.

3.4. Использование нелинейных явлений

В настоящее время нелинейные явления широко используются в науке и технике, в частности для генерации высших комбинационных частот, параметрической генерации света, исследования вещества методами нелинейной спектроскопии, преобразования сигналов и изображений, в интересах адаптивной оптики и т. д.

Рассмотрим эти приложения подробнее [1, 8, 11, 19, 39, 40].

3.4.1. Генерация оптических гармоник

Генерация второй гармоники описана в подразделе 3.3. Этот эффект давно стал классическим. Особой наглядностью обладает эксперимент по преобразованию инфракрасного луча лазера ($\lambda = 1,06$ мкм) в зеленый ($\lambda = 0,53$ мкм) при прохождении излучения через кристалл ниобата бария.

Легко генерируются 3-я, 4-я и 5-я гармоники. К. п. д. генерации, однако, с увеличением номера гармоники быстро падает. Поэтому приходится увеличивать мощность квантового генератора. Последняя ограничена величиной, при которой происходит оптический пробой вещества. Прочность вещества увеличивается при уменьшении длительности импульса излучения до значений

$\tau \sim 10^{-12} - 10^{-11}$ с = 1 – 10 пс. Так, например, в благородных газах и парах металлов пробой наступает при $q \sim 10^{16} - 10^{17}$ В/м². Эта величина значительно больше той, при которой наступает пробой конденсированных сред.

В газах и парах металлов удастся получить 5-ю и 7-ю гармоники излучения. Давно получено значение $\lambda_{\min} = 38,02$ нм.

Аналогично осуществляется генерация комбинационных гармоник. В этом случае в веществе имеет место трехволновое взаимодействие, которое происходит по схеме

$$\omega = \omega_1 + \omega_2, \quad (3.4.1)$$

$$\vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2. \quad (3.4.2)$$

Эти соотношения, называемые *условиями пространственно-временного синхронизма*, представляют собой законы сохранения энергии и импульса взаимодействующих фотонов. Примеры таких взаимодействий будут приведены ниже.

3.4.2. Параметрические генераторы света

Эти генераторы используют процесс *распада* мощной волны с частотой ω и волновым вектором \vec{k} на две волны с частотами $\omega_{1,2}$ и волновыми векторами $\vec{k}_{1,2}$ согласно уравнениям (3.4.1), (3.4.2). Процесс распада называют также *параметрическим* процессом. Вследствие этого генераторы также именуют *параметрическими*. Схема такого генератора показана на рис. 3.2.

Устроен он следующим образом. В оптический резонатор, состоящий из двух зеркал, помещен нелинейный кристалл. Зеркала прозрачны для волны накачки с частотой ω . Волны с частотами $\omega_{1,2}$ первоначально в резонаторе присутствуют в электромагнитных шумах. В результате когерентного трехволнового взаимодействия (см. подраздел 2.8) происходит раскачка неустойчивостей на частотах $\omega_{1,2}$. Левое зеркало для этих излучений непрозрачное, а правое – полупрозрачное. Обычно полезным является сигнал на одной из частот ω_1 или ω_2 , второй – подавляется при выходе из резонатора. Оба сигнала покидают резонатор после достиже-

ния определенного уровня мощности излучения.

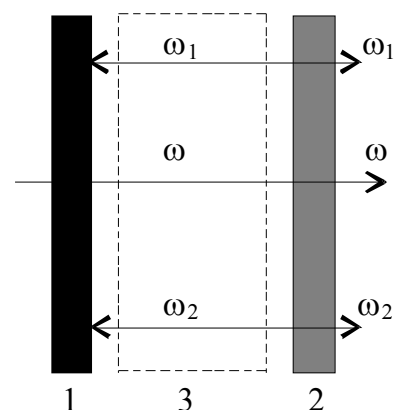


Рис. 3.2. Простейший параметрический генератор света: 1 – зеркало, непрозрачное для волн с частотами $\omega_{1,2}$; 2 – зеркало, полупрозрачное для этих волн; 3 – рабочее вещество (нелинейный кристалл)

Важно, что изменением ориентации нелинейного кристалла можно осуществлять *плавную перестройку частоты* в широких пределах. Например, при накачке второй гармоникой ($\lambda = 0,53$ мкм) излучения лазера на основе кристалла ниобата лития удастся получить когерентный пучок света в диапазоне $\lambda = 0,55 - 3$ мкм.

К. п. д. таких параметрических генераторов света может достигать 40 – 50 %.

3.4.3. Нелинейная спектроскопия

Нелинейная спектроскопия представляет собой совокупность методов, в которых для исследования строения вещества используются различные нелинейные явления в средах, облучаемых мощными источниками света. Примерами таких явлений могут быть генерация высших и комбинационных гармоник, нелинейное поглощение, самонаведенная прозрачность и др. Методы нелинейной спектроскопии основаны на наблюдении указанных процессов и изучении их зависимости от параметров источника излучения (мощности, частоты, поляризации, направления распространения и т. п.).

Нелинейная спектроскопия использует плавно перестраиваемые по частоте квантовые или параметрические генераторы излучения. Эта наука решает традиционные для спектроскопии задачи, но со значительно

большой точностью и разрешением², а также новые, свойственные лишь нелинейной спектроскопии. К последним относятся, например, измерения частотных зависимостей нелинейных восприимчивостей вещества.

Нестационарная нелинейная спектроскопия изучает временной отклик квантовой системы на возбуждающие импульсы излучения. К примеру, исследование комбинационного рассеяния импульсов с $\tau \sim 10^{-12}$ с позволяет получить отдельно времена жизни молекул в возбужденном состоянии и времена релаксации, определяющие ширину линии.

3.4.4. Адаптивная оптика

Адаптивная оптика использует явление *обращения волнового фронта* (ОВФ) в нелинейных средах. Последнее, как известно, заключается в изменении направления распространения луча на 180° при отражении от *адаптивного зеркала*.

Обратимость лучей света, следующая из уравнений Максвелла, известна давно. Однако обратить световые лучи не удавалось из-за отсутствия устройств, способных выполнять эту операцию в реальном масштабе времени для сложной (произвольной) структуры фронта волны. Эта процедура стала возможной при использовании одного из двух нелинейных явлений: четырехволнового взаимодействия или вынужденного рассеяния света на гиперзвуковых неоднородностях.

Иллюстрация функционирования обычного и адаптивного зеркал показана на рис. 3.3. Следует иметь ввиду, что адаптивное зеркало, конечно, не плоское, а объемное.

Благодаря ОВФ стала возможна фокусировка реальными линзами крупноапертурных лазерных пучков в пятно с дифракционными (т. е. порядка λ) размерами, когерентное суммирование пучков света, пришедших по разным траекториям, многокаскадное усиление лазерного излучения и т. п.

На многокаскадном усилении остановимся подробнее. Оно применяется для усиления излучения квантовых генераторов при прохождении излучения через рабочее вещество.

Последнее, к сожалению, является неоднородным, содержит случайные включения, которые приводят к искажению плоского фронта излучения. Он подвергается случайной модуляции. Это приводит к уменьшению мощности излучения, среднее значение которого можно рассчитать по формуле

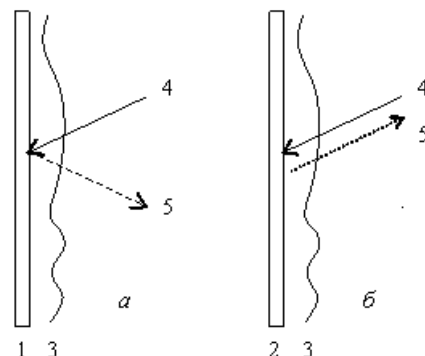


Рис. 3.3. Иллюстрация принципа отражения обычным (а) и адаптивным (б) зеркалами:

- 1 – обычное зеркало;
- 2 – адаптивное зеркало;
- 3 – фронт волны;
- 4 – падающий луч;
- 5 – отраженный луч.

$$\bar{P} = P e^{-\sigma_\varphi^2},$$

где P – мощность излучения в случае, когда фронт плоский; $\sigma_\varphi^2 = \left(\frac{\omega}{c} \sigma_R\right)^2$ – дисперсия флуктуаций фазы, σ_R^2 – дисперсия флуктуаций фазового пути волны. При $\sigma_\varphi^2 \ll 1$ (фронт почти плоский) $\bar{P} \approx P$, а при $\sigma_\varphi^2 \gg 1$ мощность $\bar{P} \ll P$.

При сильных флуктуациях увеличивать число каскадов не имеет смысла. Это справедливо, если не использовать явление ОВФ. При его использовании каждый луч, отразившись от адаптивного зеркала, пройдет назад точно по той же траектории, что и при прямом распространении. В результате этого происходит *самокоррекция*, причем автоматическая, волнового фронта.

Таким образом, использование явления ОВФ позволяет многократно увеличить излучаемую мощность при сохранении плоского вида фронта волны.

² Относительная ширина оптических резонансов $\sim 10^{-11}$

¹¹ относится к сверхразрешению.

3.4.5. Лазерный управляемый термоядерный синтез

Возможность создания и нагрева плазмы до термоядерных ($\sim 10^8$ К) температур с помощью сфокусированного лазерного излучения была обоснована еще в 1962 г.

Современная технология лазерного управляемого термоядерного синтеза (ЛУТС) основана на всестороннем облучении сферической мишени диаметром $D \sim 0,1 - 1$ мм мощным лазерным импульсом с $P \sim 10^{13} - 10^{14}$ Вт и $\tau \sim 10^{-9}$ с (энергия в импульсе $W \sim 10^4 - 10^5$ Дж). При этом плотность потока энергии на поверхности мишени $q \sim 10^{18} - 10^{20}$ Вт/м². Под действием импульса мишень должна сильно сжиматься до плотностей $\rho \sim 10^6$ кг/м³ и нагреваться до $T \sim 10^8$ К. Расчет показывает, что при $W \sim 10^5 - 10^6$ Дж получаемая при ЛУТС мощность будет $10 - 10^3$ раза больше затрачиваемой. Одна из самых мощных лазерных систем "Нова-новелта" имеет суммарную энергию импульсов $\sim 10^5$ Дж при $\tau \approx 0,3$ нс ($P \approx 3 \cdot 10^{14}$ Вт, $q \approx 3 \cdot 10^{22}$ Вт/м²). Такие параметры лазера, в принципе, позволяют осуществить ЛУТС.

При ЛУТС возникнут, пожалуй, самые сильные нелинейные эффекты в соответствующем диапазоне электромагнитных волн.

3.4.6. Другие применения нелинейных явлений

Эффект самопросветления световых полей. При введении в резонатор резонансно поглощающей среды в сильных лазерных полях она просветляется и быстро возвращается в исходное состояние за счет безызлучательной релаксации электронного возбуждения. Это явление позволило практически реализовать лазер на основе *самопросветляющейся* среды, генерирующий импульсы с $\tau \sim 1$ пс.

Квантовая метрология. За счет использования нелинейных процессов удастся достичь ширины линии поглощения атомами и молекулами $\Delta f \sim 10^3$ Гц, а значит относительной нестабильности частоты излучения $\sim 10^{-13} - 10^{-12}$. Поэтому лазер является наиболее *монохроматическим* источником излучения во всем электромагнитном диапазоне волн. Благодаря этому свойству он оказы-

вается незаменимым инструментом в метрологии.

Преобразование сигналов и изображений. Оно основано на эффекте генерации гармоник на комбинационной частоте. Таким образом можно осуществить *гетеродинамирование* или, напротив, *перенос спектра* по частоте вверх на основе соотношения $\omega = \pm \omega_n + \omega_c$, где ω_n , ω_c – частоты волн накачки и сигнала. Так осуществляется преобразование сигналов инфракрасного или далекого ультрафиолетового диапазонов в видимое изображение. Описанная методика используется, например, в инфракрасной астрономии.

3.5. Основные результаты

1. К нелинейным явлениям в квантовой радиофизике приводят следующие механизмы: тепловой, стрикционный, атомный и релятивистский. Вакуумный механизм в ближайшей перспективе реализован быть не может. Важно, что

$$E_t \ll E_s \ll E_a \ll E_r \ll E_v.$$

2. Генерация второй гармоники – основной классический нелинейный эффект квантовой радиофизики.

К классическим эффектам также можно отнести самофокусировку (самодефокусировку) лазерного пучка.

3. Нелинейные явления широко используются для генерации оптических гармоник, параметрической генерации излучения, в нелинейной спектроскопии и адаптивной оптике, в квантовой метрологии, а также при решении других сложных задач.