

§ 125. Второе приближение. Самофокусировка

1. Для нахождения *второго приближения* надо использовать вектор $\mathbf{P}_{нл}$ в первом приближении, т. е.

$$\mathbf{P}_{нл} = \alpha_2 (E_0 + E_1) (E_0 + E_1) + \alpha_3 E_0^3 E_0.$$

Однако мы ограничимся *только изотропными средами или кристаллами, обладающими центром симметрии*. Для них, как было показано в § 123, $\alpha_2 = 0$, и следовательно, в нужном приближении $\mathbf{P}_{нл} = \alpha_3 E_0^3 E_0$. Подставив сюда выражение (123.5), получим

$$\mathbf{P}_{нл} = \frac{3\alpha_3 A^2}{4} \mathbf{A} \cos(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}) + \frac{\alpha_3 A^2}{4} \mathbf{A} \cos 3(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}). \quad (125.1)$$

Слагаемое с тройной частотой $\omega_3 = 3\omega$, очевидно, приводит к *генерации третьей гармоники*. Разность показателей преломления $n(3\omega) - n(\omega)$ здесь еще больше, чем в случае второй гармоники. Это ограничивает выбор кристаллов, для которых можно удовлетворить *условию фазового синхронизма*. Основная трудность опыта связана с малыми значениями кубичной поляризуемости α_3 , что вынуждает применять большие кристаллы и большие освещенности, часто приводящие к разрушению кристаллов. Несмотря на это, генерация третьей гармоники наблюдалась еще в 1962 г. группой американских физиков на кристалле исландского шпата при освещении его светом рубинового лазера. На выходе кристалла удалось зарегистрировать излучение с длиной волны 231,3 нм. Позднее генерация наблюдалась в некоторых оптически изотропных кристаллах (например, LiF, NaCl), жидкостях и газах.

В третьем приближении, помимо гармоник более низкого порядка, очевидно, должна появиться *четвертая*, а в следующем приближении — *пятая* гармоники и т. д. Экспериментально четвертая гармоника наблюдалась С. А. Ахмановым в 1974 г., а пятая — Харрисом в 1973 г.

2. Посмотрим теперь, какие явления связаны с первым слагаемым в выражении (125.1). Множитель $\mathbf{A} \cos(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})$ есть исходная падающая волна \mathbf{E}_0 . Ясно, что в рассматриваемом приближении его можно заменить на \mathbf{E} , так как такая замена сказывается лишь на членах *более высокого порядка малости*, не учитываемых в рассматриваемом приближении. После этого (123.4) запишется в виде

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} - \frac{1}{c} [\varepsilon(\omega) + 3\lambda\alpha_3(\omega) A^2] \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0.$$

Отсюда видно, что влияние рассматриваемого слагаемого эквивалентно *изменению диэлектрической проницаемости или показателя преломления среды*. Учитывая малость поправки к $\varepsilon(\omega)$, для пока-

зателя преломления n в поле интенсивной световой волны можно написать

$$n = n_0 + n_2 A^2, \quad (125.2)$$

где n_0 — значение показателя преломления среды в линейной оптике, а $n_2(\omega)$ — некоторый коэффициент, зависящий от свойств среды.

Помимо рассмотренной, есть и другие причины изменения показателя преломления в электрическом поле. В нелинейной среде из-за *электрострикции* световая волна вызывает появление *постоянного давления*, аналогично тому как появляется постоянное слагаемое в формуле (124.1). Это приводит к *изменению плотности и показателя преломления среды*. В жидкостях с анизотропными молекулами показатель преломления изменяется из-за *высокочастотного эффекта Керра* (см. § 90). Показатель преломления всегда изменяется из-за *нагревания среды световой волной*. Во всех этих случаях изменение показателя преломления пропорционально *квадрату амплитуды*, а потому может быть также представлено формулой (125.2).

Постоянная n_2 может быть и отрицательной, и положительной. Она особенно велика у нитробензола и имеет для него положительный знак.

3. Из изложенного следует, что если через однородную среду проходит интенсивный пучок света, то среда становится *оптически неоднородной*. Луч света в такой среде загибается в сторону большего показателя преломления. С этим связано явление *самофокусировки* (когда $n_2 > 0$) и *дефокусировки* (когда $n_2 < 0$) света, предсказанное теоретически Г. А. Аскарьяном в 1962 г. и впервые наблюдавшееся Н. Ф. Пилипецким и А. Р. Рустамовым в 1965 г. Затем самофокусировка наблюдалась для многих газов, жидкостей и твердых тел.

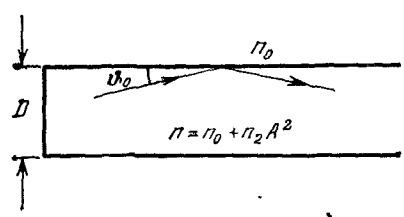


Рис. 354.

Чтобы простейшим путем понять сущность явления самофокусировки, предположим, что в однородную среду с показателем преломления n_0 вступает плоскопараллельный пучок лучей кругового поперечного сечения с диаметром D (рис. 354). Допустим сначала, что амплитуда пучка постоянна по всему сечению. Показатель преломления в пространстве, занятом пучком, делается равным $n = n_0 + n_2 A^2$, причем мы предположим, что $n_2 > 0$. Из-за дифракции пучок расширяется. Практически все направления лучей сосредоточатся в пределах конуса с углом при вершине $2\theta_{\text{диф}}$, где $\theta_{\text{диф}} = 1,22 \lambda / (D n_0)$, а λ — длина волны в вакууме. (Направления лучей относятся

к параллельному пучку лучей кругового поперечного сечения с диаметром D (рис. 354). Допустим сначала, что амплитуда пучка постоянна по всему сечению. Показатель преломления в пространстве, занятом пучком, делается равным $n = n_0 + n_2 A^2$, причем мы предположим, что $n_2 > 0$. Из-за дифракции пучок расширяется. Практически все направления лучей сосредоточатся в пределах конуса с углом при вершине $2\theta_{\text{диф}}$, где $\theta_{\text{диф}} = 1,22 \lambda / (D n_0)$, а λ — длина волны в вакууме. (Направления лучей относятся

к пространству внутри цилиндра.) Предельный угол скольжения ϑ_0 для полного отражения от боковой стенки цилиндра определяется соотношением

$$\cos \vartheta_0 = n_0 / (n_0 + n_2 A^2).$$

Ввиду малости этого угла отсюда находим: $1 - \cos \vartheta_0 \approx A^2 n_2 / n_0$ и, следовательно,

$$\vartheta_0^2 \approx 2A^2 n_2 / n_0.$$

Если $\vartheta_{\text{диф}} > \vartheta_0$, то часть дифрагированных лучей будет выходить из цилиндра — пучок будет *расширяться*. При обратном соотношении $\vartheta_{\text{диф}} < \vartheta_0$ все дифрагированные лучи будут испытывать полное отражение от боковой поверхности цилиндра. А так как в реальных условиях интенсивность света и показатель преломления возрастают к оси пучка, то из-за искривления лучей пучок начнет *сжиматься и может стянуться в тонкий шнур*. Это и есть *самофокусировка*.

В промежуточном случае, когда $\vartheta_{\text{диф}} \approx \vartheta_0$, пучок будет проходить через нелинейную среду практически без изменения поперечных размеров. Он создает для себя как бы волновод, в котором и распространяется без рассеяния в стороны. Такой режим распространения называется *самоканализацией светового пучка*. Таким образом, самоканализация имеет место при условии $\vartheta_0 \approx \vartheta_{\text{диф}}$. Подставив сюда значения углов ϑ_0 и $\vartheta_{\text{диф}}$, а также выражение амплитуды A через мощность пучка

$$P = \frac{cn_0 A^2}{8\pi} \cdot \frac{\pi D^2}{4} = \frac{cn_0 D^2}{32} A^2,$$

получим так называемую *пороговую мощность*, выше которой начинается сжатие пучка. Она определяется соотношением

$$P_{\text{порог}} \approx c \frac{(0,61\lambda)^2}{16n_2}. \quad (125.3)$$

Расстояние от края среды, на котором фокусируются крайние лучи пучка, легко оценить из следующих соображений. В пучке угловое расхождение лучей из-за дифракции равно $2\vartheta_{\text{диф}}$. При критической мощности в результате отражения от боковой поверхности пучка крайние лучи делаются параллельными. Это произойдет на расстоянии

$$f_{\text{эф}} = \frac{D}{2\vartheta_{\text{диф}}} \approx \frac{n_0 D^2}{2,44\lambda}. \quad (125.4)$$

Оно играет при самофокусировке роль *эффективного фокусного расстояния для крайних лучей пучка*. Если вместо расходящихся

лучей взять лучи, параллельные оси пучка, то они сфокусируются на том же расстоянии $f_{\text{эф}}$.

Для сероуглерода CS_2 , обладающего сравнительно большим значением $n_2 = 2 \cdot 10^{-11}$ СГСЭ, при освещении рубиновым лазером ($\lambda = 694,3$ нм) пороговая мощность, вычисленная по формуле (125.3), равна $P_{\text{порог}} \approx 17$ кВт. Если диаметр пучка $D = 1$ мм, то формула (125.4) в этом случае дает $f_{\text{эф}} \approx 96$ см ($n_0 = 1,62$). В некоторых сортах оптического стекла $P_{\text{порог}} \sim 1$ Вт. В этих случаях явление самофокусировки можно наблюдать не только в мощных пучках импульсных лазеров, но и в малоинтенсивных пучках лазеров непрерывного действия.

§ 126. Параметрическая генерация света

1. Нелинейные оптические явления в кристаллах позволяют преобразовывать излучение лазера не только в излучения гармоник, суммарных и разностных частот, но и в *излучения с плавно перестраиваемой частотой*. Принцип такого преобразования был указан в 1962 г. С. А. Ахмановым и Р. В. Хохловым (1926—1977). Он заключается в следующем. Пусть на среду, нелинейная поляризация которой с точностью до квадратичных членов определяется выражением $P_{\text{нл}} = \alpha_2 E E$, падает мощная «волна накачки» $E_{\text{н}} = A_{\text{н}} \cos(\omega_{\text{н}} t - \mathbf{k}_{\text{н}} \mathbf{r})$ и две слабые волны $E_1 = A_1 \cos(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r})$ и $E_2 = A_2 \cos(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r})$, частоты которых связаны соотношением

$$\omega_{\text{н}} = \omega_1 + \omega_2. \quad (126.1)$$

Считая для простоты, что направления амплитуд всех волн совпадают, перейдем к скалярной форме записи. В первом приближении нелинейная поляризация среды будет равна $\alpha_2 (E_{\text{н}} + E_1 + E_2)^2$. Возведя в квадрат, рассмотрим член $2\alpha_2 E_1 E_{\text{н}}$, представляющий собой произведение двух косинусов. Преобразуем его в сумму двух косинусов и возьмем слагаемое с разностной частотой $(\omega_{\text{н}} - \omega_1)$, которая, ввиду (126.1), равна ω_2 . Так же поступим с произведением $2\alpha_2 E_2 E_{\text{н}}$. В результате из нелинейной поляризации $P_{\text{нл}}$ выделятся два члена с частотами ω_1 и ω_2 :

$$\begin{aligned} P_{\text{нл}}(\omega_1) &= \alpha_2 A_2 A_{\text{н}} \cos[\omega_1 t - (\mathbf{k}_{\text{н}} - \mathbf{k}_2) \mathbf{r}], \\ P_{\text{нл}}(\omega_2) &= \alpha_2 A_1 A_{\text{н}} \cos[\omega_2 t - (\mathbf{k}_{\text{н}} - \mathbf{k}_1) \mathbf{r}]. \end{aligned} \quad (126.2)$$

Следовательно, возникнет переизлучение волн с теми же частотами ω_1 и ω_2 . Это может привести к *усилению волн таких частот* за счет энергии волны накачки. Такое явление называется *параметрическим усилением света*, так как его можно рассматривать как результат *модуляции параметров среды* (показателя преломле-