

4.5 Нелинейная оптика. Оптика сильных световых полей.

Физика была бы скучна, а жизнь совершенно невозможна, если бы все физические явления вокруг нас были линейными. К счастью, мы живем в нелинейном мире, и если линейаризация украшает физику, то нелинейность делает ее захватывающей.

И. Р. Шен «Принципы нелинейной оптики».

4.5.1 Исторический обзор.

Нелинейная физика объединяет круг явлений, обусловленных зависимостью оптических параметров вещества от интенсивности света.

Нелинейная оптика получила интенсивное развитие в 60-х годах нашего века, в связи с бурным развитием физики лазеров. Первые опыты по удвоению частоты света (генерации второй гармоники) были сделаны в 1961 г. Франкеном с сотрудниками (США). В этом эксперименте луч рубинового лазера с $\lambda_1 = 694,2$ нм пропускался через кристалл кварца; при этом на выходе из кристалла наблюдалось излучение с $\lambda_2 = 347,1$ нм.

Уже в 1963 г. были созданы эффективные генераторы оптических гармоник.

В 1961 г. было зарегистрировано явление двух фотонного поглощения. В 1962-63 г. обнаружено и объяснено явление вынужденного комбинационного рассеяния света.

В 1960-63 г. были сформулированы теоретические основы нелинейной оптики.

Основные нелинейные явления, ставшие классическими, и играющие важную роль в науке и технике.

1. Оптическое выпрямление (или оптическое детектирование), т.е. появление статического электрического поляризации в сильных световых полях.
2. Генерация гармоник, т.е. возбуждение проходящей световой волной частоты ω волн с частотами $2\omega, 3\omega, \dots$
3. Преобразование частот в широком спектральном диапазоне ($\omega_1 - \omega_2$) и ($\omega_1 + \omega_2$)
4. Самофокусировка света в нелинейной среде.
5. Многофотонное поглощение света.
6. Вынужденное рассеяние света.

4.5.2 Ангармонический осциллятор. Нелинейная поляризация.

Работы последних 35 лет показали, что принцип суперпозиции носит ограниченный характер.

Взаимодействие электромагнитной волны со средой характеризуется поляризацией среды $\bar{p} = \hat{\chi}(\omega)\bar{E}$

Рассмотрим плоскую электромагнитную волну

$$E = E_0 e^{-i(\omega t - kz)}$$

Уравнение классического осциллятора (гармонического с $\omega_{собств} = \omega_0$)

$$(*) \quad \ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{e}{m} E$$

Решение имеет вид:

$$x = \frac{e/m E}{\omega^2 - \omega_0^2 - i\gamma\omega}$$

Поляризация $\bar{P} = eN\bar{x}$

$$\bar{P} = \frac{e^2 N/m}{\omega^2 - \omega_0^2 - i\gamma\omega} \bar{E}$$

Т. е. в случае линейного осциллятора в системе возбуждаются колебания тех же частот, что и в падающей волне, вторичные волны имеют частоту, совпадающую с частотой возбуждения.

В уравнении локального отклика член $\omega_0^2 x$ соответствует потенциальному

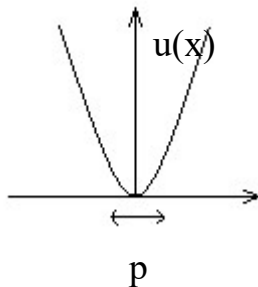
полю $u = \frac{\alpha x^2}{2}$

$$F = -\frac{\partial u}{\partial x} ; ; \text{ т. е. } \alpha = m\omega_0^2$$

Рассматривая модели гармонического осциллятора, мы предполагали, что

электрон находится в потенциальном поле вида $u = \frac{\alpha x^2}{2}$, или электрон

находится в параболической потенциальной яме:



Однако ясно, что в сильных электрических полях $u(x)$ не описывается простой параболой. Так в сильных полях может произойти эффект ионизации, т.е. отрыва электрона от атомного остова, который не может быть описан с помощью модели гармонического осциллятора.

В лазерных полях интенсивность $\langle S \rangle = I = \frac{cE^2}{8\pi} = 10^9 \frac{Вт}{см^2}$ при этом $E = 3 \cdot 10^5 \text{ В/см}$

Характерным масштабом для оценки является атомное поле. Рассчитаем его напряженность на 1 см Боровской орбиты для атома водорода.

$$E_a = \frac{e}{a^2} = \frac{4 \cdot 10^{-10}}{10^{-16}} = 10^6 \text{ В/см}$$

Обычно $E_a \approx 10^7 \text{ В/см}$

В не лазерных источниках: $\langle S \rangle \approx 10 \div 100 \frac{Вт}{см^2}$

В лазерных источниках: $\langle S \rangle \approx 10^9 \text{ Вт/см}^2$

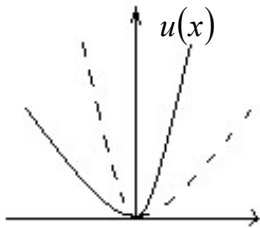
Т.е. для обычных источников

$$E \ll E_a$$

А для лазерных

$$E < E_a$$

В случае сильных полей потенциал $u(x) = \frac{1}{2}\alpha x^2 + \frac{1}{3}\beta x^3 + \frac{1}{4}\gamma x^4 + \dots$



Учтем второй член в $u(x)$, тогда уравнение локального отклика примет вид:

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega^2 x + \frac{\beta}{m} x^2 = \frac{e}{m} E$$

Будем решать задачу методом последовательных приближений или возмущений. Считаем, что общее решение уравнения $x = x_l + x_{нл}$, где x_l — решение линейного уравнения, $x_{нл}$ — малая добавка $x_{нл} \ll x_l$.

Получим:

$$\begin{cases} \ddot{x}_{нл} + \gamma \dot{x}_{нл} + \omega_0^2 x_{нл} = -\frac{\beta}{m} x_l^2 \\ \ddot{x}_l + \gamma \dot{x}_l + \omega_0^2 x_l = \frac{e}{m} E \end{cases}$$

$$\begin{cases} x_{нл} = -\frac{\beta/m x_l^2}{\omega^2 - \omega_0^2 - i\omega\gamma} \\ x_l = \frac{e/m E}{\omega^2 - \omega_0^2 - i\omega\gamma} \end{cases}$$

Отсюда

$$x_{нл} = -\frac{\left(\frac{e}{m}\right)^2 \beta/m}{\left(\omega^2 - \omega_0^2 - i\omega\gamma\right)^3} E^2$$

Вдали от линии поглощения

$$x_{нл} = -\frac{\left(\frac{e}{m}\right)^2 \beta/m}{\left(\omega^2 - \omega_0^2\right)^3} E^2$$

Если $E = E_0 \cos(\omega t - kz)$

Тогда

$$x_{\text{л}} = \frac{e/m E_0}{\omega^2 \omega_0^2} \cos(\omega t - kz)$$

$$x_{\text{нл}} = -\frac{1}{2} \frac{\left(\frac{e}{m}\right)^2 B/m E_0^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^3} [1 + \cos 2(\omega t - kz)]$$

Общее решение уравнения:

$$x = x_{\text{л}}(\omega) + x_{\text{нл}}(0) + x_{\text{нл}}(2\omega)$$

Волна частотой ω возбуждает колебания частотой 2ω и возникает статическое смещение $x_{\text{нл}}(0)$

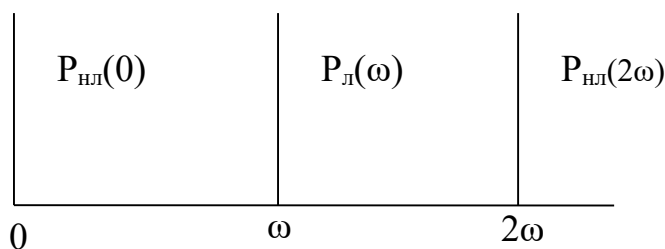
Во-вторичном излучении присутствуют частоты 2ω

Рассмотрим поляризацию:

$$P = Nex = Ne(x_{\text{л}} + x_{\text{нл}}) = P_{\text{л}} + P_{\text{нл}}$$

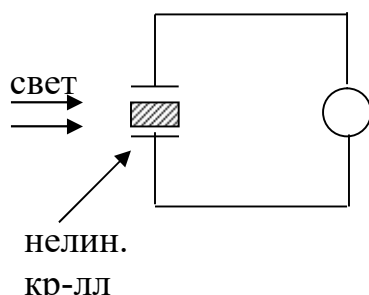
$$P = \frac{Ne^2 E_0 \cos(\omega t - kz)}{m \omega_0^2 - \omega^2} - \frac{1}{2} \beta N \frac{e^3}{m^3} \frac{E_0^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^3} - \frac{1}{2} \beta N \frac{e^3}{m^3} \frac{E_0^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^3} \cos 2(\omega t - kz)$$

В линейном случае поляризация возникает на частоте поля, в нелинейном - на 3-х частотах:



$P_{\text{л}}(\omega)$ – волна линейной поляризации, частоты ω

$P_{\text{нл}}(0)$ – статическая поляризация, создающая постоянное однородное поле в плоском конденсаторе. Эффект называется оптическое детектирование или оптическое выпрямление.



В детекторах изменяется напряжение на обкладках конденсатора – м.б. использовано для измерения поля и нелинейной восприимчивости среды.

Можно записать:

$$P = \chi E + \psi E^2 \text{ где}$$

$$\psi = -\frac{1}{2} \beta N \frac{e^3}{m_3 (\omega^2 - \omega_0^2)^3}$$

β - параметр ангармоничности.

$$P = \chi E + \psi E^2 = \chi E \left(1 + \frac{\psi}{\chi} E \right)$$

Можно записать:

$$P = \chi E \left(1 + \frac{E}{E_0} \right) \text{ где } \frac{\psi}{\chi} = E_0 \text{ - некоторое характерное поле.}$$

Грубо $E \approx E_a \approx 10^7 \text{ cgsE}$ для кристаллов

$$\text{тогда } \frac{\psi}{\chi} \approx 10^{-7} \div 10^{-9} [\text{cgsE}]^{-1}$$

т.к. обычно $E \approx 10^3 \div 10^4 \text{ cgsE}$ то $\frac{\psi}{\chi} E \approx 10^{-3} \div 10^{-4}$ т.е. $\ll 1$