

Вопрос по выбору на устный экзамен
по общей физике(4 семестр, оптика).
Тема: Нелокальные механизмы нелинейности.

Рябов Олег
Группа Б04-302

3 июня 2025 г.



Постановка задачи

В курсе оптики на Физтехе раскрывается тема посвященная элементам нелинейной оптики. Рассматриваются самофокусировка, генерация двойной гармоники, оптическое выпрямление и др. Однако не раскрываются причины по которым у среды появляются данные свойства, в отличие от темы связанной с кристаллооптикой, где освещены такие явления как эффекты Фарадея, Покейса, Керра. От такой несправедливости решено осветить данный вопрос в ВПВ, а конкретно нелокальные механизмы нелинейности. Данная работа готовилась с опорой на учебник С.Н. Власова и В.И. Таланова "Самофокусировка волн" 1997 г.

Нелокальные механизмы нелинейности

Одной из причин возникновения нелокальной нелинейности диэлектрической проницаемости среды является электрострикция (свойство всех непроводников, или диэлектриков, приводящее к изменению их размеров и формы при приложении к ним электрического поля), т. е. изменение плотности среды ρ под действием усредненной пондермоторной силы:

$$f = -\nabla \left(\frac{\rho}{16\pi} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} |E|^2 \right). \quad (1)$$

В изотропной плазме с диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m\omega^2} \quad (2)$$

пондермоторная сила, действующая на один электрон

$$f = \nabla \left(\frac{e^2 |E|^2}{4m\omega^2} \right), \quad (3)$$

получила название силы Миллера.

Изменение плотности ρ' в жидких и газообразных средах под действием стрикционной силы, как правило, невелико и может быть описано уравнением упругих волн

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - v_s^2 \Delta \rho' = \operatorname{div} f, \quad (4)$$

где v_s — скорость звука в среде.

В пучке радиуса a установление плотности под действием высокочастотного поля происходит с характерным временем $\tau_s = a/v_s$, равным времени пробега звука поперек пучка. Для коротких импульсов с длительностью $\tau_u < \tau_s$ этот процесс носит нелокальный нестационарный характер. При $\tau_u \gg \tau_s$ стрикционная нелинейность становится локальной с коэффициентом

$$n_2^{(s)} = \frac{\rho \varepsilon_\rho'^2}{16\pi n_0 v_s^2}. \quad (5)$$

В жидкостях коэффициент $n_2^{(s)}$ может достигать значений порядка 10^{-12} ед. СГСЕ (например, в CS_2 $n_2^{(s)} = 1,5 \times 10^{-12}$ ед. СГСЕ), в газах

$$n_2^{(s)} = \frac{(\varepsilon - 1)^2}{16\pi\rho v_s^2 n_0} \quad (6)$$

и при нормальных условиях имеет порядок 10^{-15} ед. СГСЕ.
В плазме

$$n_2^{(s)} = \frac{\omega_p^2 e^2}{8m_e \omega^4 \chi_T T n_0}, \quad (7)$$

где χ_T — постоянная Больцмана, T — температура. При $T_e \approx 1$ кэВ, $\omega = 2\omega_p \approx 10^{16}$ с⁻¹, $n_2^{(s)} \approx 10^{-16}$ ед. СГСЕ.

В импульсных оптических полях роль стрикционной нелинейности из-за большого времени установления, как правило, незначительна на фоне других нелинейностей. Исключением являются поля в плазме, где сильное увеличение $n_2^{(s)}$ с понижением частоты делает механизм стрикционной нелинейности преобладающим как в стационарном, так и нестационарном режимах. С этим механизмом связан, в частности, коллапс ленгморовских волн.

При стрикционной нелинейности жидкая или газообразная среда при прохождении электромагнитной волны остается изотропной. В твердых телах описание стрикционной нелинейности усложняется из-за анизотропии деформации среды.

Другим типом нелокальной нелинейности среды является тепловая, обусловленная поглощением энергии волны и нагревом вещества. При нагреве коэффициент преломления меняется как из-за уменьшения плотности вещества при расширении, так и из-за повышения температуры:

$$n'_T = (n'_\rho)_T \Delta\rho + (n'_T)_\rho \Delta T. \quad (8)$$

Обычно первый эффект преобладает и коэффициент преломления в поле волны уменьшается, что вызывает ее дефокусировку. Однако в ряде твердых веществ, таких, как сапфир, кварц, кальцит, в определенных интервалах температур $(n'_T)_\rho > 0$ и преобладающий вклад второго слагаемого в (8) приводит к $n'_T > 0$, т. е. нелинейность носит фокусирующий характер.

Распределение температуры в поле волнового пучка описывается диффузионным уравнением

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + \frac{cn\delta|E|^2}{8\pi}, \quad (9)$$

где ρ — плотность, χ — коэффициент теплопроводности, δ — коэффициент поглощения, c_p — удельная теплоемкость.

Характерное время установления температуры $\tau_T = \frac{c_p \rho a^2}{\chi}$. При длительности импульса излучения $\tau_u \gg \tau_T$ в пучке устанавливается стационарное распределение, описываемое уравнением

$$\chi \Delta T = -\frac{cn\delta|E|^2}{8\pi}. \quad (10)$$

На временах $t \ll \tau_T$ распределение температуры нестационарно и локально связано с интенсивностью поля:

$$T = \frac{cn}{8\pi\rho} \frac{\delta}{c_p} \int_0^t |E|^2 dt. \quad (11)$$

В жидкостях и газах тепловая нелинейность изотропна, в твердых телах появление термоупругих деформаций из-за неоднородного нагрева приводит к анизотропии оптических характеристик среды.

Из-за сравнительно низкого энергетического порога тепловое самовоздействие наблюдается в слабопоглощающих средах даже в пучках маломощных непрерывных лазеров.

Нагрев вещества может сопровождаться целым рядом побочных эффектов, усложняющих тепловое самовоздействие. Это дополнительная диссоциация молекул, ионизация атомов, конвекция в жидкостях и газах, испарение аэрозолей и т. п.