

частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$  обусловлены малоинерционными (напр., электронными) механизмами нелинейного отклика. Для грубой оценки спектральной компоненты  $\chi^{(3)}(3\omega)$ , связанной с резонансным электронным откликом конденсиров. среды, можно полагать [ср. с (14)]  $\chi^{(3)}(3\omega) \sim E_a^{-2}$ . Оценка  $\chi^{(3)}(3\omega) \approx 10^{-13} - 10^{-14}$  СГС близка к значениям, измеряемым в оптических прозрачных жидкостях и диэлектриках.

Поскольку  $\chi^{(3)}$  отлична от нуля в газах, в её поведении гораздо сильнее, чем в  $\chi^{(2)}$ , проявляются индивидуальные свойства атомов и молекул. Особенно ярко они выражены в резонансных свойствах  $\chi^{(3)}$  (для разреженного газа  $\chi^{(3)} = N\gamma^{(3)}$ ). На рис. 2 приведены теоретич. график дисперсии  $\gamma^{(3)}$  и диаграмма энергетич. уровней для атомов Na. Отчётливо видны сильные возрастания кубич. восприимчивости вблизи резонансов.

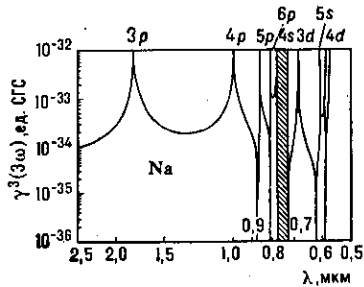


Рис. 2. Теоретические значения кубичной гиперполяризуемости  $\chi^{(3)}(3\omega)$  атома Na, ответственной за генерацию третьей гармоники в зависимости от длины волны основного излучения  $\lambda$ .

Четырёхчастотные нелинейные взаимодействия на кубичной нелинейности приводят не только к генерации волн на новых частотах, но и к возникновению волн нелинейной поляризации на частотах исходных волн:

$$\omega_i = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3; \quad \omega_j = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3;$$

$$P_{нл}(\omega_i) = \chi^{(3)}(\omega_i) E(\omega_1) E(\omega_2) E^*(\omega_3);$$

$$P_{нл}(\omega_j) = \chi^{(3)}(\omega_j) E(\omega_1) E(\omega_2) E^*(\omega_3).$$

В результате такого самовоздействия, или кроссмодуляции, возникает нелинейная добавка  $n_2$  к показателю преломления для волны частоты  $\omega_i$ .

Полный показатель преломления кубичной среды

$$n = n_0 + n_2 I; \quad n_2 \sim \chi^{(3)}(\omega). \quad (17)$$

Если выразить  $n_2$  в [см<sup>2</sup>/кВт], то

$$n_2[\text{см}^2/\text{кВт}] = (2\pi/n_0)^2 \chi^{(3)}(\omega) \text{ СГС.}$$

Обусловленная быстрым нерезонансным откликом оптич. электронов нелинейная добавка  $n_2$  относительно невелика. Полагая  $\chi^{(3)}(\omega) \approx 10^{-14}$  СГС, имеем  $n_2 \approx 10^{-13}$  см<sup>2</sup>/кВт; таковы прил. значения  $n_2$  для мн. кристаллов и жидкостей. В таком случае даже для интенсивностей, близких к пробойным,  $I \approx I_{пр}$ ,  $\Delta n = n_2 I_{пр} \ll n_0$ .

Имеется много других, хотя и более инерционных, механизмов, приводящих к существенно более сильной нелинейности показателя преломления. К ним относятся резонансные нелинейности в полупроводниках (экситонные резонансы в двумерных структурах), фоторефрактивный эффект в неорганич. кристаллах, ориентация анизотропных молекул в световом поле и оптич. нагрев среды. Диапазон значений нелинейного параметра  $n_2$  превышает десять порядков (рис. 3). Несмотря на существ. различие физ. механизмов нелинейности, многочисл. данные неплохо укладываются на прямые  $n_2 \sim \tau_{нл}$ ; возрастание величины  $n_2$  сопровождается увеличением инерционности отклика.

К ориент. механизмам в жидких кристаллах, приводящим к  $n_2 > 0,1$  см<sup>2</sup>/кВт, с полным основанием применим термин «гигантские оптич. нелинейности».



Рис. 3. Значения нелинейного коэффициента  $n_2$  для оптических материалов на плоскости  $n_2, \tau_{нл}$ .

**Высшие нелинейности.** Квадратичная и кубичная нелинейности доминируют в подавляющем большинстве практически важных случаев. Нелинейности более высокого порядка быстро убывают с номером  $n$ ,  $\chi^{(n)} \sim E_a^{-(n-1)}$  (под  $E_a$  следует понимать нек-рое эфф. «атомное» поле, различное для разных механизмов нелинейности).

В кристаллах в поле интенсивных сверхкоротких импульсов зарегистрированы эффекты, обусловленные быстрыми (электронными) нелинейностями  $P_{нл}^{(4)} \sim \chi^{(4)} E^4$  и  $P_{нл}^{(5)} \sim \chi^{(5)} E^5$ . В атомарных газах при интенсивностях  $I \sim 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> измерены нелинейные эффекты, обусловленные  $P_{нл}^{(9)} \sim \chi^{(9)} E^9$ .

**Нелинейный отклик в сверхсильных полях.** В сверхсильных световых полях ( $E \gtrsim E_a$ ) описание нелинейного отклика, базирующееся на методе возмущений, разложения нелинейной поляризации в ряд по степеням поля, теряет силу; в значит. мере утрачивает смысл и понятие нелинейной восприимчивости. В экспериментах по генерации оптич. гармоник в атомах инертных газов при интенсивностях  $I \sim 10^{14} - 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> были зарегистрированы нечётные гармоники вплоть до 21-й. Теоретическая интерпретация эффекта базируется на численном анализе нелинейного отклика одноэлектронного атома, никак не связанном с методом возмущений.

### 3. Волновая нелинейная оптика. Управление продольными и поперечными взаимодействиями волн

Распространение световых волн в слабонелинейной среде описывается неоднородным волновым уравненим

$$\left[ \nabla(\nabla E) \right] + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{нл}}{\partial t^2} = - \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P_{нл}}{\partial t^2}, \quad (18)$$

где внеш. силой является волна нелинейной поляризации  $P_{нл}(r, t)$ . Последняя возбуждает вынужденную эл.-магн. волну, имеющую те же частоту и волновой вектор, что и волна нелинейной поляризации. Интерференция вынужденных волн со свободными волнами среды определяет динамику развития нелинейного волнового процесса во времени и в пространстве. Поскольку характер интерференции свободных и вынужденных волн существенно зависит от дисперсии среды, дисперсионные параметры решающим образом влияют на формирование нелинейных волн. В электродинамике сильводиспергирующих слабонелинейных сред принято выделять нелинейные взаимодействия волн с разл. частотами и волновыми векторами и самодействие волн, обусловленные зависимостью комплексного показателя преломления от интенсивности.