

спектроскопия). Максимально возможные значения спектрального, пространственного и временного разрешений достигаются в различных по конструкции и принципу действия спектрометрах.

Спектроскопия в k-пространстве представляет собой вариант спектроскопии четырёхволнового (реже — шестиволнового и т. п.) смещения в нецентросимметричных кристаллах. Он позволяет исследовать дисперсионные и релаксационные характеристики разл. элементарных возбуждений смешанной природы в кристаллических твёрдых телах (поляритонов).

В нецентросимметричных кристаллах процесс четырёхволновой спектроскопии является интерференцией «прямого» (собственно эффекта четырёхволновой спектроскопии с участием кубич. нелинейной восприимчивости) и «каскадного» (два последоват. процесса трёхволновой спектроскопии с участием нелинейной восприимчивости 2-го порядка) процессов. Последний процесс идёт с генерацией на первом этапе эл.-магн. волны промежуточной частоты, напр. разностной: $\omega_p = \omega_1 - \omega_2$ (её волновой вектор k_p на рис. 6), а на втором — сигнальной волны путём смещения одной из

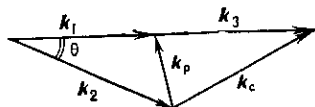


Рис. 6. Диаграмма волновых векторов в схеме синхронной каскадной генерации сигнала четырёхволнового смещения в нецентросимметричном кристалле: частота сигнала четырёхволновой спектроскопии $\omega_c = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$; оптическое поле промежуточной частоты $\omega_p = \omega_1 - \omega_2$ попадает в область фонового поляритонного резонанса кристалла. Изменяя угол θ между волновыми векторами волн накачки k_1, k_2 при сохранении условия синхронизма каскадного процесса $k_c = k_1 - k_2 + k_3$, можно изменять k_p и соответственно величину волновой расстройки процесса генерации промежуточной частоты $\Delta k_1 = q\phi - k_p$ [$q\phi = \omega_p n(\omega_p)/c$ — волновой вектор поляритона с частотой $\omega_p = \omega_1 - \omega_2$; $n(\omega_p)$ — показатель преломления на соответствующей частоте], осуществляя тем самым спектроскопию в k-пространстве.

волн накачки с волной промежуточной частоты, напр. в процессе суммирования частот: $\omega_c = \omega_3 + \omega_p$ (волновой вектор k_c). При этом промежуточная частота сканирует область исследуемого поляритонного резонанса (напр., разностная частота ω_p сканирует область фоновых поляритонных частот). Возможны случаи генерации волны промежуточной частоты на сумме частот накачки ($\omega' = \omega_1 + \omega_2$), к-рая может сканировать область экситонных поляритонных частот и т. п.

Амплитуда сигнальной волны чувствительна к выполнению на каждом из этапов каскадного процесса условий фазового синхронизма (3). Следовательно, интенсивность I_c сигнала смещения (напр., с частотой $\omega_c = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$) является ф-цией не только частот накачки $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ и их линейных комбинаций (напр., разности частот $\omega_p = \omega_1 - \omega_2$), но и волновых расстройк $\Delta k_1, \Delta k_2$ каждого из этапов каскада, т. е. возможна Н. с. не только в пространстве частот ω , но и спектроскопия в пространстве волновых векторов. В приведённом примере расстройка Δk_1 равна разности волнового вектора $q\phi$ собств. волны исследуемой среды на разностной частоте фонового поляритона и волнового вектора промежуточной волны $k_p = k_1 - k_2$, т. е. $\Delta k_1 = q\phi - (k_1 - k_2)$. Оставляя фиксированными все частоты $\omega_1, \omega_2, \dots$ и их линейные комбинации и изменяя Δk_1 (напр., варьируя геометрию пересечения взаимодействующих волн), можно изучать «спектры» в пространстве волновых векторов (k-пространстве). Этот метод Н. с. особенно удобен для исследования дисперсионных кривых собств. мод среды вблизи резонансов, т. е. поляритонных дисперсионных кривых разл. видов (фононных, плазменных, экситонных, поляритонных мод и т. п.).

Оптико-гальваническая спектроскопия использует резонансное одно- или многофотонное поглощение в исследуемой двухуровневой системе, к-рое регистрирует-

ся по изменению предварительно пропускаемого через неё электрич. тока. С помощью этого метода изучают спектры газов (напр., в электрич. разряде). Индуцируемые лазерным излучением изменения электрич. тока вызываются изменениями сечения рассеяния электронов проводимости на резонансно возбуждённых атомах, приводящими, в свою очередь, к изменениям электрич. сопротивления (импеданса) разрядного промежутка. Методы оптико-гальванич. Н. с. также могут быть свободными от доплеровского уширения спектральных линий поглощения.

Разработаны и иногда применяются и др. методы Н. с. — поляризац. Н. с. (в т. ч. когерентная нелинейная эллисометрия), магн.-оптич. Н. с. (в т. ч. нелинейные аналоги спектроскопии пересечения уровней) и т. п.

Лит.: Летохов В. С., Чеботаяев В. П., Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, М., 1975; Нелинейная спектроскопия, под ред. Н. Бломбергена, пер. с англ., М., 1979; Ахманов С. А., Коротева Н. И., Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света, М., 1981; Лазерная и когерентная спектроскопия, пер. с англ., М., 1982; Попов А. К., Введение в нелинейную спектроскопию, Новосибир., 1983; Параметрические генераторы света и пикосекундная спектроскопия, Вильнюс, 1983; Деметрёдер В., Лазерная спектроскопия: основные принципы и техника эксперимента, пер. с англ., М., 1985.

Н. И. Коротева.

НЕЛИНЕЙНАЯ СРЕДА — среда, отклик к-рой на действие внеш. возмущения нелинейно зависит от амплитуды возмущения. В Н. с. не выполняется *суперпозиции принципа*: отклик на сумму возмущений не равен сумме откликов на отд. возмущения. Свойства Н. с. под действием мощного излучения (акустич., эл.-магн.) меняются и зависят от амплитуды воздействия, поэтому и распространение волн в Н. с. определяется их амплитудой. В результате возбуждаются волны, отличающиеся от падающих частотами, направлением распространения и состоянием поляризации. Это приводит к таким эффектам, как генерация гармоник, сложение и вычитание частот, самовоздействие и кроссвзаимодействие, нелинейное отражение и т. д. Практически все среды при больших амплитудах падающих волн проявляют нелинейные свойства. В нелинейной оптике Н. с. широко используются для преобразования частоты и волновых фронтов световых волн. Подробнее см. *Волны, Нелинейная акустика, Нелинейная оптика, Нелинейные явления в плазме*.

К. Н. Драбович.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОСПРИИМЧИВОСТИ — тензорные коэффициенты, связывающие нелинейную часть поляризации $P = P_l + P_{nl}$ единичного объёма среды, возникающую под действием сильных электрических (в частности, световых) полей, с величинами напряжённостей этих полей [1,2,3]. Соответствующее соотношение, называемое материальным ур-нием, может быть записано в форме разложения по степеням напряжённости электрич. поля E :

$$P = P_l + P_{nl} = \chi^{(1)} E + \chi^{(2)} EE + \chi^{(3)} EEE + \chi^{(4)} EEEE + \dots \quad (1)$$

Материальное ур-ние нелинейной немагн. среды без пространства дисперсии может быть представлено в виде

$$P(t) = \sum_{n=1}^{\infty} P^{(n)}(t); \quad P^{(n)}(t) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \dots \int_0^{\infty} dt_1 dt_2 \dots dt_n \times \\ \times \hat{\chi}^{(n)}(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n) \dots E(t - \tau_1) E(t - \tau_2) \dots E(t - \tau_n); \quad (2) \\ (\hat{\chi}^{(n)} \dots E_1 E_2 \dots E_n)_i = \sum_{j_1, j_2, \dots, j_n} \chi_{i j_1 j_2 \dots j_n}^{(n)} E_{j_1} E_{j_2} \dots E_{j_n}.$$

Здесь тензор $\chi^{(n)}$ ранга $(n + 1)$ — Н. в. n -го порядка, описывающая отклик среды на совокупность возбуждений в разл. моменты времени $t - \tau_1, t - \tau_2, t - \tau_n$. (Это разложение — сходящееся, т. е. ряд можно ограничить неск. членами, т. к. память среды на возбуждение конечна вследствие процессов диссипации.)

Для описания задач нелинейной оптики и нелинейной спектроскопии, где используются когерентные лазерные источники возбуждения, наиб. важен аналог