

539.184(048)

Е. И. Штырков. Генерация пространственно-периодических структур суперпозиционных состояний атомов. Спектр применения динамических периодических структур, наводимых светом в веществах в виде пространственных решеток, весьма разнообразен. Квантовая электроника, нелинейная лазерная спектроскопия, динамическая голография — вот неполный перечень областей, где на основе таких структур созданы новые методы генерирования света и звука, коррекции лазерных пучков, обработки оптической информации, измерения различных характеристик веществ и т. д. (см., например, обзоры^{1, 2}). Наводимая в среде периодичность в основном оказывает влияние на фазовое согласование всех полей, распространяющихся в такой структуре. Однако в условиях оптического резонанса уже при достаточно умеренных плотностях света вследствие параметрического взаимодействия усиливается влияние структуры также на величину нелинейной связи волн накачки. Кроме того, при резонансе появляется новая принципиально иная возможность генерации периодических структур в веществе. Она основана не на переводе атомов в верхнее энергетическое состояние перехода как в обычной резонансной динамической решетке³, а в когерентное состояние, которое является линейной суперпозицией векторов собственных состояний. При подавлении процессов необратимой релаксации такие структуры индуцируются оптическими полями даже при отсутствии интерференции между ними, когда разность хода превышает длину когерентности применяемого излучения. Более того, интервал между этими полями может значительно превышать их длительность^{4, 5}. Формирование решеток при такой накачке относится к классу переходных оптических явлений⁶, основанных на интерференции когерентных суперпозиционных атомных состояний, и обладает рядом особенностей, так как интервал τ между полями накачки является дополнительным параметром взаимодействия. В частности, глубина пространственной модуляции переходных решеток зависит от фактора потери когерентности колебаний в среде к моменту прихода второй волны накачки $\exp(-\tau/\Gamma)$, где Γ — полуширина однородного уширения перехода. Такая связь позволяет по зависимости дифракционной эффективности решетки от τ измерять однородное уширение, скрытое более сильным неоднородным. Распад наведенной структуры при стремлении системы к термодинамическому состоянию определяется параметром продольной релаксации, что дает возможность измерять этот параметр по времени жизни структуры. Другие параметры (частота Раби, дипольный момент перехода) могут быть определены по динамике самодифракции второго пучка накачки^{7, 8}, а также путем снятия зависимости глубины модуляции решетки от частотной расстройки⁹. В условиях расстройки от резонанса фон решетки, глубина модуляции, сдвиг структуры в пространстве являются сложными спектральными функциями, вид которых определяется импульсными площадями накачки и параметрами перехода⁷. При сильном неоднородном характере уширения перехода в среде после окончания накачки фиксируется неподвижная сложная интерференционная картина, представляющая собой целый набор решеток с одинаковой частотой, но с различными амплитудами и сдвигом в пространстве. Характер взаимодействия пробного луча с подготовленной таким образом средой зависит от интенсивности этого луча и от геометрии структуры (толщина, период). В зависимости от условий наблюдается либо линейная дифракция пробной волны (амплитудная тонкая поглощающая решетка), либо ее когерентное нелинейное рассеяние (дифракция Брэгга на объемной решетке). При определенных условиях возможно одновременное наблюдение обоих сигналов⁵ (тонкая амплитудно-фазовая решетка). Импульс нелинейного рассеяния в системе с фазовой памятью является результатом сформирования генерированных пробным импульсом изохроматических волн поляризации. Максимум рассеяния достигается при этом в одних случаях со сдвигом во времени по отношению к пробному импульсу (известное явление фотонного эха¹⁰), а в других случаях непосредственно во время прохождения пробной волны через образец (рассеяние на сформированных суперпозиционных структурах¹¹). При этом направление нелинейного рассеяния определяется характеристиками наведенной в среде периодической решетки, хотя сам факт появления этого рассеяния, в отличие от линейной дифракции, не зависит от наличия этой решетки. Система атомов, обладающая когерентностью, может быть использована в качестве перспективной среды для записи, восстановления и преобразования волновых фронтов света. Гологramмы на суперпозиционных когерентных состояниях атомов могут быть получены как в форме периодических решеток¹² (в однородно и неоднородноуширенных системах), так на основе применения явления фотонного эха¹³ (только при неоднородном характере уширения и выполнении условия Брэгга). Голографическая запись при этом обладает четырехмерными свойствами, так как, кроме волнового фронта, система запоминает временные характеристики полей (интервал между объектной и опорной волнами, а также порядок их действия на среду). Такие свойства голограмм на суперпозиционных состояниях могут найти применение при разработке оптических вычислительных машин и систем обработки информации, для обращения волновых фронтов¹⁴, исследования слабых оптических

неоднородностей путем динамического умножения фазовых возмущений. Решетки, индуцируемые на суперпозиционных состояниях атомов при помощи разнесенных во времени оптических полей, по-видимому, перспективно использовать в лазерной спектроскопии для измерения параметров оптических переходов, установления фундаментальных закономерностей взаимодействия когерентного излучения с веществом.

В заключение доклада отмечается необходимость учета фазовой памяти регистрирующей среды при интерпретации результатов различных интерференционных опытов, которые, как известно, зачастую служили ключевыми экспериментами по установлению природы света и материи. Фазовая память может иметь и другую природу, механизмы которой сейчас неизвестны, но учет ее определяющей роли в интерференционных опытах может существенно повлиять на правильность конечных выводов, особенно при изучении интерференции частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Eichler H.— Optica Acta. 1977, v. 24, p. 631.
2. Винецкий В. Л., Кухарев Н. В., Одолов С. Г., Соскин М. С.— УФН, 1979, т. 129, с. 413.
3. Штырков Е. И.— Письма ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 134.
4. Штырков Е. И.— Опт. и спектр. 1978, т. 45, с. 603.
5. Штырков Е. И., Лобков В. С., Ярмухаметов Н. Г.— Письма ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 685.
6. Александров Е. Б.— УФН, 1972, т. 107, с. 595.
7. Shtyrkov E. I., Nevelskaya N. L., Lobkov V. S., Yarmukhametov N. G., Phys. Stat. Sol., Ser. b, 1980, v. 98, p. 473.
8. Штырков Е. И., Моисеев С. А.— Опт. и спектр. 1981, т. 50, с. 1079.
9. Штырков Е. И.— Изв. АН СССР, Сер. физ., 1982, т. 46, с. 579.
10. Kurnit N., Hartmann S., Interaction of Radiation with Solids. N.Y., Plenum Press, 1967.— Р. 693.
11. Штырков Е. И., Невельская Н. Л.— Опт. и спектр. 1982, т. 53, с. 857.
12. Штырков Е. И.— В кн. Голографические методы исследований.— ЛИЯФ АН СССР, 1978.— С. 118.
13. Штырков Е. М., Самарцев В. В.— В кн. Электромагнитное сверхизлучение.— Казань: Татполиграф, 1975,— С. 418; Phys. Stat. Sol. Ser. a, 1978, v. 45, p. 647.
14. Штырков Е. И., Лобков В. С., Моисеев С. А., Ярмухаметов Н. Г.— ЖЭТФ, 1981, т. 81, с. 1975.