

скоростью $\Delta\omega$. В результате формируется т. н. эхо-импульс поляризации среды, достигающей максимума в момент времени $t_1 = 2\Delta t$, когда все осцилляторы оказываются вновь полностью сфазированными. Импульс когерентного эл.-магн. излучения, порождаемый эхо-поляризацией среды, и называется фотонным или световым эхом.

Описанный процесс можно наглядно пояснить, используя векторную модель двухуровневой системы и считая, что площади импульсов 1 и 2 равны соответственно $\theta_1 = \pi/2$ и $\theta_2 = \pi$. Полагаем, что

$$\theta_{1,2} = (d_{ba}/\hbar) \int_{-\infty}^{\infty} E_{1,2}(t) dt,$$

где d_{ba} — матричный элемент дипольного момента; см. *Пи-импульс*. Кроме того, полагаем, что $\omega = \omega_0$ и длительности импульсов $\tau_{1,2} \ll T_2, T_2^*$, а следовательно, их воздействие на все излучатели одинаково. Тогда к концу первого импульса векторы Блоха R , представляющие состояние отд. резонансных атомов, оказываются повёрнутыми на угол $\pi/2$ и одинаково ориентированными вдоль оси 2 (рис. 2, а), так что «активная» составляющая макроскопич. поляризации достигает макс. величины. В дальнейшем в отсутствие электрич. поля возбуждающего импульса векторы Блоха отд. атомов прецессируют вокруг оси 3 каждый со своей угл. скоростью, равной $\Delta = \omega_0 - \omega_{ba}$, расходясь «веером» в плоскости 1—2 (рис. 2, б). Образованные «веера» отражает процесс расфазировки излучателей.

Под действием второго импульса происходит поворот каждого из векторов R на 180° вокруг оси 1, в результате чего все фазы меняют знак (рис. 2, в). После окончания π -импульса векторы Блоха снова прецессируют вокруг оси 3 каждый со своей скоростью Δ , однако на этот раз прецессия ведёт к «свёртыванию веера»: в момент времени t_1 они оказываются опять одинаково ориентированными (рис. 2, г), что соответствует полной фазировке атомных излучателей.

Расчёт интенсивности импульса Ф. э. при двухимпульсном возбуждении, основанный на ур-ниях для матрицы плотности ансамбля N двухуровневых систем, для случая $\tau_{1,2} \ll T_2, T_2^*$ даёт

$$I_s(t) \propto I_0 N^2 \sin^2 \theta_1 \sin^4 \frac{\theta_2}{2} \exp \left[-\frac{4\Delta t}{T_2} - \frac{2(t-\Delta t)}{T_2^*} \right], \quad (*)$$

где I_0 — интенсивность спонтанного испускания отд. атома, функция распределения $g(\omega_{ba} - \omega_0)$ предполагается гауссовой, а $\omega = \omega_0$. Интенсивность Ф. э. пропорциональна квадрату числа излучателей N — особенность, присущая эффектам коллективного испускания (см. *Сверхизлучение, Затухание свободной поляризации*). Из ф-лы (*) видно также, что I_s достигает макс. величины при $\theta_1 = \pi/2$ и $\theta_2 = \pi$, т. е. когда падающие импульсы являются $\pi/2$ - и π -импульсами соответственно.

При увеличении времени задержки между импульсами Δt интенсивность эха экспоненциально уменьшается с постоянной времени $T_2/4$, что объясняется действием процессов необратимой релаксации.

Кроме рассмотренного выше простейшего случая т. н. двухимпульсного, или первичного, эха существует целый ряд др. разновидностей Ф. э., получаемых в зависимости от используемой последовательности подаваемых извне импульсов: индуцированное (стимулированное) эхо, многократное эхо, эхо Карра — Парселла и т. п.

В отличие от спинового эха, сигналы Ф. э. испускаются в строго определённых направлениях. Так, волновой вектор двухимпульсного эха k_3 определяется волновыми векторами первого k_1 и второго k_2 импульсов: $k_3 = 2k_2 - k_1$.

Импульс индуцированного эха формируется последовательностью трёх импульсов и имеет волновой вектор $k_3 = k_2 + k_1 - k_1$; при $k_3 = -k_2$ он распространяется в направлении, обратном k_1 .

Форма огибающей импульсов эха зависит от соотношения между длительностью падающих импульсов и временами T_2 и T_2^* . Так, в предельном случае $\tau_{1,2} \ll T_2, T_2^*$ форма импульса первичного эха является, по существу, временным фурье-образом спектрального распределения собств. частот $g(\omega_{ba} - \omega_0)$. В др. предельном случае $T_2^* \ll \tau_1 \ll T_2$ возбуждение среды «запоминает» форму первого импульса и она может быть воспроизведена в форме т. н. обращённого эха, когда второй импульс имеет вид стоячей волны.

На форме импульса Ф. э. сказывается также структура энергетич. уровней; расщепление уровней приводит к соответствующей модуляции огибающей эха.

Состояние поляризации эхо-излучения определяется состоянием поляризации возбуждающих импульсов и типом квантового перехода в веществе.

Эффекты типа Ф. э. возможны и при многофотонном возбуждении квантовых переходов, когда определ. комбинация частот падающих импульсов совпадает с частотой соответствующего квантового перехода. В этом случае, однако, формирующийся макроскопич. эхо-отклик среды может оказаться неизлучающим вследствие правил отбора (см. *Многофотонные процессы, Многофотонное поглощение*). Для его наблюдения можно использовать дополнительное (пробное) излучение, в поле к-рого эхо-отклик вовлекается в процесс параметрич. смещения частот.

Для наблюдения Ф. э. используются в осн. метод возбуждения соответствующей последовательностью коротких лазерных импульсов и метод штарковского переключения частоты квантового перехода короткими импульсами эл.-статич. поля (см. *Штарка эффект*), настраивающими частоту перехода в резонанс с непрерывным лазерным излучением.

Применения Ф. э. весьма разнообразны. Оно используется в *нелинейной спектроскопии* для измерения времён релаксации, исследования тонкой и сверхтонкой структуры квантовых уровней энергии, изучения параметров столкновений в газах, идентификации типов квантовых переходов и т. д. Перспективны приложения эффектов Ф. э. в *динамической голографии*, в системах *оптической обработки информации*, в частности в системах оперативной памяти в *оптических компьютерах*, и т. д.

Лит.: Аллен Л., Эберли Дж., *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, пер. с англ., М., 1978; Шумейкер Р., *Когерентная инфракрасная спектроскопия нестационарных процессов*, в кн.: *Лазерная и когерентная спектроскопия*, пер. с англ., М., 1982; Манькин Э. А., Самарцев В. В., *Оптическая эхо-спектроскопия*, М., 1984. К. Н. Дробович.

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ (фоторезистивный эффект) — изменение электропроводности среды, обусловленное действием эл.-магн. излучения. Ярко выражена в полупроводниках и диэлектриках. Впервые наблюдалась У. Смитом (W. Smith, 1873) в аморфном Si (см. *Аморфные и стеклообразные полупроводники*). Ф. возникает из-за изменения либо концентрации носителей заряда (концентрационная Ф.), либо их подвижности под действием излучения (см. *Подвижность носителей заряда*). В зависимости от механизма поглощения излучения различают Ф. собственную, примесную и внутрizonную.

Собственная и примесная фотопроводимости. В основе собств. и примесной Ф. лежит внутр. фотоэффект, т. е. либо оптич. генерация пар электрон — дырка (при собственной Ф.), либо фотоотрыв носителя заряда от заряж. примесного центра (при примесной Ф.). Генерируемые при внутр. фотоэффекте свободные носители заряда наз. фотоносителями.

Изменение уд. электропроводности σ однородного полупроводника под действием излучения равно

$$\Delta\sigma = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p),$$

где $\Delta n, \Delta p$ — изменения концентраций электронов проводи-