

Письма в ЖЭТФ, том 9, стр.472-475

20 апреля 1969 г.

ОСОБЕННОСТИ ФОТОН-ЭХА В ГАЗЕ ПРИ НАЛИЧИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.И.Алексеев

Как в твердом теле [1,2], так и в газе [3], явление фотон-эха обычно используется для определения времени релаксации по затуханию амплитуды фотон-эха. Между тем исследование поляризационных эф-

фехтов фотон-эха может дать дополнительную информацию о физических процессах в средах. Эти поляризационные эффекты особенно отчетливо проявляются при наличии магнитного поля.

Рассмотрим фотон-эхо в газе, помещенном во внешнее магнитное поле \mathbf{H} . Для определенности ограничимся квантовомеханическим переходом $J_2 = 1 \rightarrow J_1 = 0$ молекулы с полным моментом верхнего и нижнего уровней соответственно 1 и 0. Прохождение двух последовательных импульсов света и формирование фотон-эха описывается известными уравнениями Максвелла и квантовомеханической матрицы плотности. Окончательное решение задачи сводится к следующему. Во время прохождения короткого импульса влиянием \mathbf{H} можно пренебречь. Первый импульс света поляризует среду, направляя ток поляризации $\mathbf{j}(\mathbf{v})$ вдоль вектора напряженности электрического поля этого импульса. Из-за доплеровской дефазировки средний ток поляризации $\int \mathbf{j}(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$ обращается со временем в нуль вследствие обратимой релаксации. Однако плотность тока поляризации $\mathbf{j}(\mathbf{v})$ группы молекул, движущейся со скоростью \mathbf{v} , не обращается в нуль и сохраняет направление, заданное прошедшим импульсом. После прохождения первого импульса благодаря взаимодействию с внешним магнитным полем ток поляризации $\mathbf{j}(\mathbf{v})$ прецессирует вокруг \mathbf{H} с частотой $\Omega = g\mu_0 H/\hbar$, где μ_0 — магнетон Бора, а g — гиромагнитный множитель. Причем вращение происходит по часовой стрелке, если смотреть вдоль \mathbf{H} . Пусть первый и второй посылаемые импульсы распространяются вдоль \mathbf{H} , а их векторы поляризации образуют между собой угол ψ . Тогда амплитуда фотон-эха пропорциональна $\cos(\Omega\tau - \psi)$, где τ — время между посылаемыми импульсами, а угол ψ отсчитывается от вектора поляризации первого импульса по часовой стрелке. Продолжительность импульсов мала по сравнению с τ . Вектор поляризации фотон-эха повернется относительно вектора поляризации второго импульса на угол $\phi = \Omega\tau$ по часовой стрелке. Чтобы угол поворота был порядка единицы для типичных значений экспериментальных параметров ($\tau \sim 10^{-7}$ сек), потребуется напряженность поля \mathbf{H} порядка одного эрстеда. В отсутствие \mathbf{H} фотон-эхо имеет поляризацию второго импульса в соответствии с экспериментом [3]. Для квантовомеханического перехода $J_2 = 0 \rightarrow J_1 = 1$ результат тот же самый.

Если оба рабочие энергетические уровни вырождены, то картина заметно усложняется. Однако вращение поляризации фотон-эха в газовой

среде, находящейся в магнитном поле, будет происходить всегда, если только рабочие энергетические уровни активных молекул характеризуются полным моментом. Следует подчеркнуть, что найденный эффект отличается от обычного фарадеевского вращения, а также от вращения поляризации в оптически активных средах. Угол поворота последних пропорционален пути, пройденному светом. Вращение поляризации фотон-эха обусловлено процессией тока поляризации среды вокруг \mathbf{H} после прохождения импульсов света. Поэтому это вращение не зависит от линейных размеров газовой среды, а определяется лишь величинами τ и \mathbf{H} .

Приведем также результаты исследования фотон-эха на квантово-механическом переходе $J_2 = 1/2 \rightarrow J_1 = 1/2$. Указанный переход выделен среди других тем, что приводит к разложению линейно поляризованного импульса на право- и левополяризованные круговые волны, которые распространяются вдоль \mathbf{H} независимо. Амплитуда фотон-эха в этом случае не зависит от угла ψ , а угол поворота вектора поляризации фотон-эха относительно вектора поляризации первого импульса равен $2\psi + (g_1 + g_2)\mu_0 H\tau/\hbar \equiv 2\psi + \phi$. Здесь g_1 и g_2 — гиромагнитные множители соответственно нижнего и верхнего рабочих уровней, а остальные величины определены выше.

Отмеченные особенности фотон-эха в газе при наличии магнитного поля весьма существенны по крайней мере с двух сторон. Вращение поляризации фотон-эха позволяет относительно просто отделять фотон-эхо от посылаемых сигналов, что обычно представляет большие экспериментальные трудности из-за малой величины τ и совпадения поляризаций фотон-эха и одного из посылаемых импульсов. Наконец, по углу поворота фотон-эха можно найти гиромагнитные множители возбужденных уровней. Как известно [4], экспериментальное определение гиромагнитного множителя другими методами иногда весьма затруднительно или недоступно вовсе.

Угол ϕ_{Φ} поворота поляризации электромагнитной волны на пути z в результате фарадеевского вращения в газе по порядку величины равен $\phi_{\Phi} = N\chi^2\Omega\gamma T_0^2 z$, где N и $1/\gamma$ — плотность и радиационное время жизни активных атомов, $1/T_0$ — доплеровская ширина уровня, а χ — длина волны. Для параметров эксперимента работы [3] имеем $\phi_{\Phi} \ll \phi$. В общем случае к найденному выше углу ϕ поворота поляризации фотон-эха следует добавить вклад от фарадеевского вращения.

В результате фарадеевского вращения поляризации посланных импульсов света и фотон-эха повернутся на один и тот же угол ϕ_{Φ} , в то время как полный угол поворота фотон-эха будет равен сумме $\phi + \phi_{\Phi}$. Поэтому вклад от каждого из названных вращений в отдельности трудно определить экспериментально.

Автор признателен В.М.Галицкому за обсуждение.

Московский
инженерно-физический институт

Поступило в редакцию
6 февраля 1969 г.

Литература

- [1] N.A.Kurnit, I.D.Abella, S.R.Hartmann. Phys.Rev.Lett., 13, 567, 1964.
- [2] I.D.Abella, N.A.Kurnit, S.R.Hartmann. Phys. Rev., 141, 391, 1966.
- [3] C.K.N.Patel, R.E.Slusher. Phys.Rev.Lett., 20, 1087, 1968.
- [4] M.Sargent, W.E.Lamb, R.L.Fork. Phys. Rev., 164, 436, 1967.

Письма в ЖЭТФ, том 9, стр. 475-480

20 апреля 1969 г.

МАГНИТО-КУЛОНОВСКИЕ УРОВНИ ВБЛИЗИ СЕДЛОВЫХ ТОЧЕК

Э.И.Рашба, В.М.Эдельштейн

24

Гипотеза о возникновении метастабильных кулоновских уровней вблизи седловых критических точек энергии $E(k)$ была высказана в работе [1] в связи с интерпретацией структуры спектров собственного поглощения ряда кристаллов. Ее теоретическое обоснование, однако, встречается с серьезными трудностями [2,3], и сам факт возникновения подобных резонансов на кривой поглощения может быть доказан, по-видимому, лишь при специальных допущениях (например, при большом отношении масс [3]; для глубоких уровней вследствие конечности объема бриллюэновской зоны [4]).

Ниже показано, что в сильных магнитных полях метастабильные кулоновские уровни электрона должны возникать вблизи всех критиче-