



МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

И. В. Евсеев В. М. Ермаченко

ЭХО-ЯВЛЕНИЯ В КВАНТОВОЙ ОПТИКЕ

Текст лекций



ВСЕСОЮЗНАЯ
ШКОЛА ПО
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ
им. В. М. ГАЛИЦКОГО

МОСКВА 1989

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

И.В. Евсеев В.М. Ермаченко

ЭХО-ЯВЛЕНИЯ В КВАНТОВОЙ ОПТИКЕ

Текст лекций

Утверждено
редсоветом института

Москва 1989

Евсеев И. В., Ермаченко В. М. Эхо-явления
в квантовой оптике. Текст лекций. М.: Изд. МИФИ, 1989. - 40с.

Проведен обзор теоретических и экспериментальных работ, посвященных явлению фотонного эха. Основное внимание уделено рассмотрению формирования фотонного эха и его разновидностей в газовых средах. Обсуждены две возможности практического применения явления фотонного эха. Одна из них - использование этого явления для целей оптической спектроскопии - уже позволила получить большой объем спектроскопической информации о характеристиках атомов, молекул и примесных ионов резонансных сред. Вторая - применение явления фотонного эха для целей хранения и обработки информации - сейчас интенсивно развивается.



Московский инженерно-
физический институт,
1989 г.

Редактор О.А. Сафонова
Техн. редактор З.И. Хазова
Корректор Г.А. Станкевич

Тем. план 1989 г., поз.7Д

Л.-21035 Подписано в печать 10/у-89г. Формат 60x84 1/16
Объем 2,5 п.л. Уч.-изд.л. 2,3 Тираж 220 экз. Изд. № 048-1
Цена 1,5 коп. Заказ 633

Московский инженерно-физический институт. Типография МИФИ.
115409, Москва, Каширское шоссе, 31

Одним из основных источников знаний о веществе на атомно-молекулярном уровне является оптическая спектроскопия. Поэтому понятен постоянный интерес исследователей к этому разделу физики. За долгие годы существования в оптической спектроскопии возникло много самых разнообразных методов, часть из которых ясно и в то же время кратко изложена в первых двух параграфах монографии В.С. Летохова и В.П. Чеботаева [1].

Оптическая спектроскопия получила в своем развитии новый импульс после создания лазеров. Применение лазеров не ограничилось ее традиционными областями, а привело к появлению и принципиально новых методов, совокупность которых образовала оптическую лазерную спектроскопию.

В последние годы наиболее интенсивно развивались две области оптической лазерной спектроскопии – нелинейная лазерная спектроскопия [1] и эхо-спектроскопия (см. монографию Э.А.Маныкина и В.В. Самарцева [2]). Методы из обеих этих областей позволяют проводить спектроскопию сверхвысокого разрешения, т.е. спектроскопию, свободную от неоднородного уширения резонансных спектральных линий, и во многих случаях удачно дополняют друг друга.

Поскольку первая часть настоящего обзора посвящена оптической эхо-спектроскопии, то подчеркнем достоинства лишь ее методов. Можно указать следующие отличительные черты оптической эхо-спектроскопии. Во-первых, свободный от влияния неоднородного уширения спектральных линий характер оптической эхо-спектроскопии позволяет выполнять прецизионные измерения внутри контура неоднородно-уширенной спектральной линии. Во-вторых, высокая разрешающая способность оптической эхо-спектроскопии непосредственно во временной области при использовании ультракороткихnano- и пикосекундных возбуждающих импульсов дает возможность проводить исследования быстропротекающих релаксационных процессов. В-третьих, в оптической эхо-спектроскопии в отличие от нелинейной лазерной спектроскопии исследуемые релаксационные процессы не подвержены возмущающему действию интенсивного лазерного излучения. Далее, необходимо отметить гибкость оптической эхо-спектроскопии, заключающуюся в большом количестве модификаций ее методов, нацеленных на получение различной спектроскопической информации. Наконец, поскольку интенсивности сигналов фотонного эха и его разновидностей пропорциональны квадрату числа резонансных атомов, молекул или примесных парамагнитных ионов, то это обеспечивает опти-

ческой эхо-спектроскопии определенные преимущества над спектроскопическими методами, основанными на некогерентных явлениях, особенно в области низких давлений или малых концентраций исследуемого вещества.

Оптическая эхо-спектроскопия базируется на явлении фотонного эха, которое включает в себя как собственно эффект фотонного эха, так и его различные разновидности (стимулированное фотонное эхо, модифицированное стимулированное фотонное эхо, трехуровневое фотонное эхо и т.д.). Эффект фотонного эха имеет место при воздействии на среду двух возбуждающих импульсов, разделенных промежутком времени τ . Причем несущая частота ω возбуждающих импульсов должна быть резонансна частоте ω_0 оптически разрешенного перехода ее атомов, молекул или примесных парамагнитных ионов. Эффект фотонного эха состоит в излучении средой оптического импульса, который является ее откликом на приложенное воздействие и возникает спустя промежуток времени, приблизительно равный τ , после прохождения через нее второго возбуждающего импульса. Необходимым условием формирования фотонного эха и его разновидностей является неоднородное уширение спектральных линий резонансного перехода.

Фотонное эхо по существу представляет собой оптический аналог хорошо известного еще в ядерном магнитном резонансе (ЯМР) спинового эха. Спиновое эхо в ЯМР возникает в ансамбле ядерных спинов, находящихся в постоянном магнитном поле, при воздействии импульсов слабого переменного магнитного поля резонансной частоты. Несущая частота импульсов переменного поля в случае ЯМР лежит в диапазоне радиочастот (см., например, [3 – 5]).

Явление, аналогичное спиновому эху в ЯМР, имеет место также в ансамбле электронных спинов и носит название электронного спинового эха (см., например, [6]). Несущая частота возбуждающих импульсов в экспериментах по электронному спиновому эху лежит в области сверхвысоких частот (СВЧ-диапазон).

Спиновое эхо в ЯМР уже начиная с 50-х годов стало мощным спектроскопическим методом исследования вещества [3–5]. В спектроскопии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР-спектроскопии) использование метода спинового эха стало возможным несколько позднее, поскольку разработка аппаратуры для электронного спинового эха была связана с целым рядом принципиальных технических трудностей [6].

Спектроскопические методы спинового эха сравнительно просто были перенесены в оптический диапазон. Проиллюстрируем это

двумя примерами. В спиновом эхе затухание интенсивности $I_{\text{Э}}$ его сигнала с ростом промежутка времени τ между возбуждающими импульсами описывается формулой:

$$I_{\text{Э}}(\tau) \sim \exp(-4\tau/\tau_2), \quad (1)$$

где τ_2 – время поперечной релаксации (см., например, [3–6]). Поэтому изменения на эксперименте промежуток времени τ и обрабатывая его результаты по формуле (1), можно методом спинового эха получить информацию о времени τ_2 . С помощью экспериментов такого рода был получен большой объем информации как в ЯМР-, так и в ЭПР-спектроскопии.

Аналогично, если в оптической эхо-спектроскопии характеризовать необратимую релаксацию поляризации среды с помощью времени поперечной релаксации τ_2 , то затухание интенсивности сигнала фотонного эха $I_{\text{Э}}$ с ростом промежутка времени τ также будет описываться (см., например, [2]) формулой (1). Следовательно, проводя соответствующие измерения и обрабатывая их результаты по формуле (1), методом фотонного эха может быть получена экспериментальная информация о времени τ_2 .

Приведем второй пример. В спектроскопии, основанной на явлении спинового эха, для нахождения времени продольной релаксации τ_1 используют разновидность спинового эха – стимулированное спиновое эхо (см., например, [3–6]). Эта разновидность спинового эха формируется при воздействии на среду не двух, а трех возбуждающих импульсов. Стимулированное спиновое эхо возникает спустя промежуток времени, приблизительно равный τ_1 , после третьего импульса. Здесь τ_1 – временной интервал между первым и вторым возбуждающими импульсами. С ростом промежутка времени τ_2 между вторым и третьим возбуждающими импульсами интенсивность сигнала стимулированного спинового эха $I_{\text{Э}}$ затухает по закону [3–6]

$$I_{\text{Э}}(\tau_2) \sim \exp(-2\tau_2/\tau_1). \quad (2)$$

Поэтому изменения промежуток времени τ_2 и обрабатывая результаты измерений по формуле (2), этим методом удается получить информацию о времени продольной релаксации τ_1 (см. например, [3–6]).

Аналогично стимулированному спиновому эху формируется и стимулированное фотонное эхо (см., например, обзорный препринт [7]). Для этого следует облучать среду тремя возбуждающими импульсами с несущей частотой ω , резонансной частоте ω_0 оптически разрешенного перехода ее атомов, молекул или примес-

ных парамагнитных ионов. Стимулированное фотонное эхо, как и стимулированное спиновое эхо, будет формироваться также спустя промежуток времени, приблизительно равный τ_1 , после прохождения через среду третьего возбуждающего импульса. Здесь по-прежнему τ_1 — временной интервал между первым и вторым возбуждающими импульсами. Если характеризовать затухание населенности резонансных уровней с помощью времени продольной релаксации T_1 , то зависимость интенсивности сигнала стимулированного фотонного эха $I_{\text{Э}}$ от промежутка времени τ_2 между вторым и третьим возбуждающими импульсами будет описываться формулой (2) (см., например, [2]). Таким образом, в рассматриваемом случае формулы для зависимости интенсивности стимулированного эха от промежутка времени τ_2 совпадают для спинового и фотонного эха. Меняя на эксперименте промежуток времени τ_2 и обрабатывая его результаты по формуле (2), можно методом фотонного эха получить информацию о времени продольной релаксации T_1 . Аналогия между спектроскопическими исследованиями, основанными на явлениях спинового и фотонного эха, не ограничивается указанными выше примерами и может быть проведена дальше.

При описании явления фотонного эха в твердых телах учет необратимой релаксации введением времен продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации является, как правило, хорошим приближением [2]. Поэтому использование формул (1) и (2) для спектроскопии неоднородно-уширенных резонансных переходов примесных парамагнитных ионов или молекул дает в твердых телах не-плохие результаты [2]. Следовательно, можно утверждать, что в твердых телах спектроскопия, основанная на явлении фотонного эха, весьма похожа на спектроскопию, основанную на явлении спинового эха. Методы спектроскопии спинового эха могут быть перенесены и были перенесены без существенных изменений в оптический диапазон для проведения спектроскопических исследований примесных парамагнитных ионов или молекул в твердых телах.

Иная ситуация имеет место в газовых средах. Это связано с тем, что в газовых средах описание необратимой релаксации резонансного перехода и резонансных уровней с помощью времен продольной T_1 и поперечной T_2 релаксации является весьма грубым приближением. Действительно, в газовых средах чрезвычайно существенными являются упругие столкновения резонансных атомов (молекул) между собой или с атомами (молекулами) примесных газов. Эти столкновения приводят как к изменению скорости

резонансных атомов (молекул), так и к их перераспределению по зеемановским подуровням вырожденных резонансных уровней. Для тех давлений газов, которые обычно имеют место в экспериментах по фотонному эху и его разновидностям, существенную роль играют столкновения, приводящие к перераспределению резонансных атомов или молекул по зеемановским подуровням. Такие столкновения принято называть упругими деполяризующими столкновениями. Интеграл упругих деполяризующих столкновений весьма подробно был исследован в [8, 9].

Адекватное описание упругих деполяризующих столкновений требует введения целой совокупности релаксационных характеристик $\gamma_{ab}^{(\infty)}$, $\Delta_{ab}^{(\infty)}$ ($|J_a - J_b| \leq \omega \leq J_a + J_b$); $\gamma_a^{(\infty)}$ ($0 \leq \omega \leq 2J_a$) и $\gamma_b^{(\infty)}$ ($0 \leq \omega \leq 2J_b$) (см., например, обзорный препринт [10]). Здесь J_b и J_a – соответственно угловые моменты верхнего b и нижнего a уровней резонансного перехода, $\gamma_{ab}^{(\infty)}$ и $\Delta_{ab}^{(\infty)}$ – релаксационные характеристики резонансного перехода $b \rightarrow a$, $\gamma_a^{(\infty)}$ и $\gamma_b^{(\infty)}$ – релаксационные характеристики мультипольных моментов резонансных уровней a и b . Поэтому в газовых средах затухание интенсивности фотонного эха и стимулированного фотонного эха уже не описывается простыми формулами (1) и (2). Исключением являются переходы с изменением углового момента $0 \rightarrow 1, 1/2 \rightarrow 1/2, 1 \rightarrow 1$ и $1/2 \rightarrow 3/2$. Для них затухание интенсивности сигнала фотонного эха с ростом промежутка времени между возбуждающими импульсами описывается формулой (1), если под $1/T_2$ понимать однородную полуширину $\gamma_{ab}^{(1)}$ резонансной спектральной линии (см., например, [10]). Однако затухание интенсивности стимулированного фотонного эха с ростом промежутка времени T_2 между вторым и третьим возбуждающими импульсами даже для этих простейших переходов уже не описывается формулой (2) [10].

В общем случае интенсивности сигналов фотонного эха и стимулированного фотонного эха при их формировании в газовых средах являются сложными функциями большого числа релаксационных характеристик. Поэтому получить информацию о каждой из них в отдельности исследованием зависимости интенсивности фотонного эха I_3 от промежутка времени T и интенсивности стимулированного фотонного эха I_{C3} от промежутка времени T_2 не представляется возможным.

Указанные выше трудности потребовали для газовых сред разработки иного, чем в спектроскопии, основанной на явлении спинового эха, подхода к спектроскопическим исследованиям. Другими словами, для газовых сред необходима более сложная тео-

рия эхо-спектроскопии. В основу этой новой теории эхо-спектроскопии легли поляризационные свойства фотонного эха и его разновидностей. Именно поэтому эта теория получила название теории поляризационной эхо-спектроскопии. Первая часть настоящего обзора посвящена изложению методов поляризационной эхо-спектроскопии.

Явление фотонного эха было первоначально наблюдено в твердом теле. Поэтому сначала кратко перечислим некоторые первые работы по фотонному эху в твердых телах, вышедшие из печати до первого наблюдения фотонного эха в газовых средах. Явление фотонного эха было предсказано советскими учеными Копивиллем и Нагибаровым [11] и впервые наблюдалось в рубиновом образце на парамагнитных ионах Cr^{3+} американскими физиками Курнитом, Абеллой и Хартманом [12]. Абеллой, Курнитом и Хартманом была построена и простейшая теория формирования фотонного эха в твердых телах [13]. В этой теории резонансные уровни считались невырожденными, а необратимая релаксация поляризации среды описывалась с помощью времени поперечной релаксации T_2 . Поэтому затухание интенсивности I_3 сигнала фотонного эха с ростом промежутка времени τ между возбуждающими импульсами подчинялось соотношению (1). Из первых теоретических и экспериментальных работ по фотонному эху в твердых телах следует отметить также работы Курнита и Хартмана [14], Ораевского [15] и Маныкина [16].

При построении теории фотонного эха и его разновидностей важным параметром, характеризующим как возбуждающий импульс, так и исследуемую среду является площадь Θ возбуждающего импульса. Величина Θ равна произведению частоты Раби и длительности возбуждающего импульса. Напомним (см., например, [10]), что частота Раби равна произведению числового коэффициента на величину $d\epsilon/\hbar$. Здесь d - приведенный матричный элемент оператора дипольного момента резонансного перехода $b \rightarrow a$, ϵ - амплитуда напряженности электрического поля возбуждающего импульса, а \hbar - постоянная Планка.

От величин площадей возбуждающих импульсов существенным образом зависят характеристики сигналов фотонного эха и его разновидностей. Так, в теоретическом исследовании [13] формирования фотонного эха на двухуровневых системах без вырождения уровней было показано, что оптимальная величина его сигнала получается при значениях площадей Θ_1 и Θ_2 возбуждающих импульсов, соответственно равных $\pi/2$ и π . Данный вывод оказал значительное влияние на последующее развитие теоретиче-

ских исследований как в твердом теле, так и в газе, ориентировав их на проведение вычислений при произвольных площадях возбуждающих импульсов. Между тем, как будет показано в дальнейшем, для спектроскопических целей бывает удобно использовать возбуждающие импульсы малой площади. Это, конечно, приводит к уменьшению интенсивности сигналов фотонного эха и его разновидностей, но, как правило, компенсируется простотой получаемых теоретических формул и удобством их использования для обработки экспериментальных данных.

По сравнению с твердыми телами в газовых средах при описании явления фотонного эха требуется учесть две новые характерные особенности. Во-первых, — тепловое движение атомов или молекул газа, а, во-вторых, — вырождение энергетических уровней резонансного перехода. Необходимо отметить, что учет вырождения является принципиально необходимым при исследовании поляризационных свойств фотонного эха и его разновидностей. Это обусловлено тем, что формирование фотонного эха и его разновидностей происходит сразу на нескольких переходах между подуровнями как верхнего, так и нижнего вырожденных резонансных уровней. Кроме того, существенно усложняется написание столкновительного интеграла. Отметим, что в работах, послуживших основой настоящего обзора, использовался столкновительный интеграл в модели упругих деполяризующих столкновений [8, 9].

Первыми теоретическими работами, принимающими во внимание движение резонансных атомов или молекул и по существу предсказавшими возможность явления фотонного эха в газовых средах, были работы Скалли, Стефена и Бурнхама [17] и Самарцева [18].

Первый эксперимент по фотонному эху в газовой среде был выполнен в 1968 г. Пателом и Слашером [19]. В качестве возбуждающих импульсов в эксперименте [19] были использованы импульсы от CO_2 -лазеров, а в качестве резонансного газа использовался молекулярный газ SF_6 .

Учет вырождения резонансных уровней был впервые выполнен в 1969 г. в независимо вышедших работах Алексеева и одного из авторов настоящего обзора [20] и Гордона с соавторами [21]. Такой учет позволил в [20, 21] впервые провести теоретическое исследование поляризационных свойств фотонного эха в газовой среде. Таким образом, работами [20, 21] было положено начало теоретическим исследованиям в газовых средах поляризационных свойств фотонного эха и его разновидностей. Такие исследования были в дальнейшем продолжены, что привело к раз-

ванию для случая газовых сред теории поляризационных свойств фотонного эха и его разновидностей.

Следует отметить, что в построении для газовых сред теории поляризационных свойств фотонного эха и его разновидностей участвовало несколько научных групп как в нашей стране, так и за рубежом. Такие исследования велись на протяжении почти двух десятилетий. Постепенно из исследований, посвященных построению теории поляризационных свойств фотонного эха и его разновидностей, стала выделяться и другая теория — теория поляризационной эхо-спектроскопии газовых сред. В отличие от теории поляризационных свойств фотонного эха и его разновидностей эта теория концентрирует свое внимание на условиях, которые дают возможность наблюдать ту или иную спектроскопическую характеристику атомов или молекул.

Проведем краткий обзор наиболее значительных работ по теории поляризационных свойств фотонного эха и его разновидностей [20-36], выполненных в газовых средах вплоть до выхода из печати работы авторов настоящего обзора [37], в которой по существу были заложены основы общей теории поляризационной эхо-спектроскопии газовых сред.

Для того чтобы классифицировать работы [20-37], нам понадобятся введенные в работе Алексеева и одного из авторов обзора [28] определения узкой и широкой для данного возбуждающего импульса неоднородно-уширенной спектральной линии. Напомним, что при описании явления фотонного эха в газовой среде важную роль играет соотношение между доплеровской шириной $k_0 u$ и резонансной спектральной линии и спектральной шириной δ возбуждающего импульса. Здесь $k_0 = \omega_0/c$, ω_0 — частота резонансного перехода, $u = \sqrt{2T_0/m}$ — среднеквадратичная скорость резонансных атомов (молекул) газа, m — их масса, а T_0 — температура, выраженная в энергетических единицах. Если имеет место неравенство

$$k_0 u \ll \delta, \quad (3)$$

то принято говорить [28], что фотонное эхо формируется на узкой для данного возбуждающего импульса спектральной линии. В случае узкой спектральной линии проходящий импульс возбуждает весь контур неоднородно-уширенной спектральной линии. В противоположном случае

$$k_0 u \gg \delta \quad (4)$$

говорят [28], что фотонное эхо формируется на широкой для данного возбуждающего импульса спектральной линии. В случаеши-
10

рокой спектральной линии проходящий импульс возбуждает лишь часть контура неоднородно-уширенной спектральной линии.

Остановимся сначала на работах [20, 21], о которых уже упоминалось ранее. В работе [20] было изучено формирование фотонного эха как на узкой, так и на широкой для обоих возбуждающих импульсов спектральной линии. Однако рассмотрение в [20] ограничивалось оптически разрешенными переходами с малыми угловыми моментами резонансных уровней. В [20] было исследовано формирование фотонного эха последовательностью из двух возбуждающих импульсов линейно поляризованных в различных плоскостях, а также последовательностями из линейно поляризованного первого и поляризованного по кругу второго, поляризованного по кругу первого и линейно поляризованного второго и поляризованных по кругу первого и второго возбуждающих импульсов.

В работе [21] авторы сразу ограничились случаем формирования фотонного эха на узкой для обоих возбуждающих импульсов спектральной линии, а угловые моменты уровней резонансного перехода считали произвольными. Кроме того, в [21] было изучено лишь формирование фотонного эха линейно поляризованными в различных плоскостях возбуждающими импульсами. Следует обратить внимание (см., например, [7]) , что большинство экспериментов в газовых средах по фотонному эху и его разновидностям выполнено на широкой спектральной линии. Авторами работы [21] были получены аналитические выражения для вектора поляризации фотонного эха при его формировании на переходах с малыми угловыми моментами резонансных уровней, а также приближенное аналитическое выражение для этого вектора на переходах $J \rightarrow J (J \gg 1)$. Отметим, что результаты, полученные в [21] , позволяют проводить численные расчеты поляризационных свойств фотонного эха при произвольных угловых моментах уровней оптически разрешенного резонансного перехода. Все численные расчеты в [21] были выполнены при оптимальных площадях возбуждающих импульсов. Напомним [10], что оптимальными площадями возбуждающих импульсов принято называть такие площади, которые обеспечивают максимальную интенсивность сигнала фотонного эха или его разновидностей. Стремление получить результаты при оптимальных площадях возбуждающих импульсов было свойственно не только работе [21] , но и некоторым другим ранним работам по теории поляризационных свойств фотонного эха в газовых средах. Для случая оптимальных площадей возбуждающих импульсов в [21] были построены графики зависимости угла Ψ между векторами поляризации фотонного эха и второго

возбуждающего импульса от угла Ψ , между векторами поляризации первого и второго в^е збуждающих импульсов. Однако, к сожалению, в [21] не было проведено исследование изменения поведения полученных графических зависимостей при отходе от оптимальных площадей возбуждающих импульсов. Такое исследование необходимо, поскольку, как подробно обсуждается в дальнейшем, площадь возбуждающего импульса – параметр, плохо регулируемый на эксперименте.

В обеих работах [20, 21] была высказана идея о возможности определения значений угловых моментов резонансных уровней по поляризационным свойствам формируемого на них фотонного эха, т.е. идея об идентификации резонансных переходов методом фотонного эха. Однако для того чтобы реализовать эту идею, нужны выражения, описывающие поляризационные свойства фотонного эха при произвольных угловых моментах уровней оптически разрешенного резонансного перехода. Поскольку в работе [20] рассмотрены лишь конкретные значения угловых моментов резонансных уровней, то ее результаты не могут быть использованы для такой идентификации. В то же время они могут быть полезны для контроля результатов других экспериментов по идентификации резонансных переходов. Хотя результаты работы [21] получены при произвольных значениях угловых моментов оптически разрешенного резонансного перехода, их использование для указанной выше идентификации весьма затруднительно в силу громоздкости общих выражений, а также узкой области применимости как общих выражений, так и результатов численного расчета.

В работе [21] была также высказана идея о возможности идентификации типа ($J \rightarrow J$ или $J \xrightarrow{\neq} J+1$) резонансного перехода в случае, если $J >> 1$. Эта идея была основана на следующем, полученном в [21] численными расчетами результате. Для случая оптимальных площадей возбуждающих импульсов вектор поляризации фотонного эха на переходах $J \rightarrow J (J >> 1)$ лежит внутри угла Ψ , а на переходах $J \xrightarrow{\neq} J+1 (J >> 1)$ – вне этого угла. Подчеркнем, что данный результат, как и все другие в [21], помимо предположения о формировании сигнала фотонного эха на узкой спектральной линии был установлен для точного резонанса несущей частоты ω возбуждающих импульсов к частоте ω_0 резонансного перехода и без учета упругих деполяризующих столкновений. Кроме того, для идентификации типа резонансного перехода предложенным в [21] способом нужна априорная информация о том, что угловые моменты уровней резонансного перехода велики.

Идея о возможности идентификации типа резонансного перехода, высказанная в [21], была использована в работе Алимпиева и Карлова [38], где был идентифицирован тип колебательно-вращательного перехода в SF_6 , резонансного линии Р(16) ∞_2 -лазера. Поскольку эксперимент [38] проводился на широкой для обоих возбуждающих импульсов спектральной линии, то Алимпиевым и Карловым было предположено, что указанное выше свойство вектора поляризации имеет место и на широкой спектральной линии. Тогда, сделав априорное предположение о том, что вращательные квантовые числа резонансного перехода велики, авторы эксперимента [38] идентифицировали тип резонансного перехода как переход, принадлежащий к Q -ветви.

В заключение обсуждения работ [20, 21] отметим, что необратимая релаксация в них учитывалась непоследовательно, а именно введением времени поперечной релаксации T_2 . Напомним, что, как уже упоминалось, такой учет необратимой релаксации характерен для спинового эха [3-6], а при изучении фотонного эха в газовых средах является весьма грубым приближением.

Перейдем теперь к обсуждению последующих работ [22-37]. В работе Динса [22] было отмечено, что при малых площадях возбуждающих импульсов формулы работы [21] переходят в выражения для вектора поляризации среды при генерации комбинационных тонов.

В работе Алексеева [23] для резонансных переходов $O \leftarrow 1$ был предсказан новый эффект специфического поворота вектора поляризации фотонного эха при наложении на газовую среду продольного магнитного поля. Этот эффект автор предложил использовать для нахождения g -фактора вырожденного резонансного уровня. Отметим, что необратимая релаксация в работе [23] не учитывалась.

В работе Алексеева и одного из авторов настоящего обзора [24] для идентификации резонансных переходов было впервые предложено использовать указанный выше эффект специфического поворота вектора поляризации фотонного эха. Однако поскольку вычисления в работах [23, 24] были выполнены только для малых угловых моментов резонансных уровней, то осуществить такую идентификацию, используя лишь результаты работ [23, 24], невозможно. Следует отметить, что использование эффекта специфического поворота вектора поляризации фотонного эха при наличии продольного магнитного поля для идентификации резонансных переходов стало возможным только после появления работ [39, 40], выполненных авторами настоящего обзора совместно с Рे-

шетовым. Это связано с тем, что в [39, 40] в приближении малых площадей возбуждающих импульсов были получены формулы для угла специфического поворота вектора поляризации фотонного эха в продольном магнитном поле при произвольных значениях угловых моментов уровней оптически разрешенного резонансного перехода. Необратимая релаксация в работе [24] учитывалась введением одной релаксационной характеристики резонансного перехода, что эквивалентно ее описанию с помощью времени поперечной релаксации T_2 .

В работе Алексеева и одного из авторов настоящего обзора [25] каждому резонансному уровню была сопоставлена своя релаксационная характеристика. Для газовых сред такая модель ближе к реальности, но по-прежнему не учитывает значительные усложнения столкновительного интеграла из-за вырождения резонансных уровней.

В работе Ванга [26] столкновительный интеграл в модели упругих деполяризующих столкновений частично учитывался. Однако рассмотрение в [26] ограничивалось лишь случаем формирования эха на узкой спектральной линии, а указанная часть столкновительного интеграла была предварительно усреднена по направлению скорости движения резонансных атомов. Автором работы [26] было показано, что напряженность электрического поля фотонного эха при его формировании на узкой спектральной линии переходов $J \rightarrow J$ и $J \rightleftarrows J+1$ зависит от релаксационных характеристик $\gamma_{ab}^{(\alpha)}(J_a - J_b / \Delta \ll J_a + J_b)$ с нечетными значениями α . Поэтому лишь для переходов $0 \rightleftarrows 1$, $1 \rightleftarrows 1$, $1/2 \rightarrow 1/2$ и $1/2 \rightleftarpoons 3/2$ интенсивность сигнала фотонного эха при его формировании на узкой спектральной линии с ростом промежутка времени T между возбуждающими импульсами затухает по формуле (1), в которой $1/T_2$ следует заменить на

$\gamma_{ab}^{(1)}$. Отметим, что это свойство данных переходов, как впервые было доказано в работе одного из авторов настоящего обзора и Решетова [41] и независимо в работе Алексеева и Башарова [42], сохраняется и при формировании эха на широкой спектральной линии. Таким образом, при проведении оптической эхо-спектроскопии на вышеупомянутых переходах с использованием сигнала фотонного эха не нужно обращаться к поляризационной эхо-спектроскопии. В этом случае для получения экспериментальной информации о $\gamma_{ab}^{(1)}$ достаточно использовать обычную эхо-спектроскопию. Для всех других резонансных переходов формулы, полученные в [26], имели весьма сложный вид, поскольку зависели от большого числа релаксационных характеристик $\gamma_{ab}^{(\alpha)}$.

Следует подчеркнуть, что в работе [26] не было указано, как наблюдать эти релаксационные характеристики по отдельности. В частности, не было даже указано, как получать экспериментальную информацию об однородной полуширине $\gamma_{ab}^{(1)}$ резонансной спектральной линии. Лишь в работах [37, 43, 41], выполненных авторами настоящего обзора совместно с А.В. Евсеевым и Решетовым, были найдены условия, позволяющие измерять как величину $\gamma_{ab}^{(1)}$, так и релаксационные характеристики $\gamma_{ab}^{(3)}$ и $\Delta_{ab}^{(3)} - \Delta_{ab}^{(1)}$. Отметим, что в отличие от работы [26] вычисления в работах [37, 41, 43] были проведены как для случая формирования эха на узкой, так и на широкой спектральной линии.

В работе Алексеева и одного из авторов настоящего обзора [27] для идентификации типа резонансного перехода ($J \rightarrow J$ или $J \leftarrow J+1$) при $J \gg 1$ было предложено использовать различие в затухании интенсивности сигнала фотонного эха с ростом площадей возбуждающих импульсов для двух типов экспериментов. В одном из них эхо должно быть сформировано линейно поляризованными в одной плоскости возбуждающими импульсами, а в другом – возбуждающими импульсами, поляризованными по кругу в одном направлении. Результаты работы [27] относились лишь к случаю формирования фотонного эха на узкой для обоих возбуждающих импульсов спектральной линии и требовали, как и результаты уже упоминавшейся работы [21], к сожалению, априорной информации, что угловые моменты уровней резонансного перехода велики. Отметим, что необратимая релаксация в работе [27] не учитывалась.

В работе Алексеева и одного из авторов настоящего обзора [28] было показано, что поляризационные свойства фотонного эха для большинства резонансных переходов зависят от того, на какой спектральной линии (широкой или узкой) оно формируется. Необратимая релаксация в данной работе не учитывалась.

В работе Хиира и Нордстрома [29] были получены формулы для напряженности электрического поля фотонного эха при его формировании как на узкой, так и на широкой спектральной линии. Необратимая релаксация в работе [29] вообще не учитывалась, а угловые моменты уровней оптически разрешенного резонансного перехода считались произвольными. При необоснованных строго приближениях для переходов $J \rightarrow J$ и $J \leftarrow J+1$ с $J \gg 1$ в работе [29] была получена формула, определяющая зависимость угла ψ между векторами поляризации фотонного эха и второго возбуждающего импульса от угла ψ между векторами поляризации первого и второго возбуждающих импульсов:

$$\operatorname{tg} \psi = \pm (1/2) \operatorname{tg} \Psi. \quad (5)$$

Здесь знак плюс относится к переходам $J \rightarrow J (J \gg 1)$, а знак минус – к переходам $J \rightleftarrows J+1 (J \gg 1)$. В (5) углы ψ и Ψ , отсчитываемые от вектора поляризации второго возбуждающего импульса по часовой стрелке, считаются положительными, а против часовой стрелки – отрицательными. Из формулы (5) следует, что при формировании фотонного эха на переходах $J \rightarrow J (J \gg 1)$ вектор его поляризации лежит внутри угла Ψ , а на переходах $J \rightleftarrows J+1 (J \gg 1)$ – вне этого угла.

Формула (5) была использована авторами работы [29] для обработки результатов поляризационных экспериментов [29, 44 – 46] их же научной группы, выполненных при оптимальных площадях возбуждающих импульсов. Поэтому следует считать, и так, например, считают авторы монографии [2], что формула (5) получена для случая оптимальных площадей возбуждающих импульсов.

Поскольку при получении приближенной формулы (5) в [29] не был указан параметр соответствующего разложения, то осталось непонятным, какие угловые моменты J можно считать удовлетворяющими условию $J \gg 1$ и с какой вообще точностью выполняется эта формула. Для выяснения последнего обстоятельства один из авторов настоящего обзора совместно с Ивлиевым в [47] для случая формирования фотонного эха на узкой спектральной линии провел численные расчеты отношения $\operatorname{tg} \psi / \operatorname{tg} \Psi$ при различных значениях J . Так, в [47] для $J = 10$ было найдено, что относительная разность между численным результатом для величины $\operatorname{tg} \psi / \operatorname{tg} \Psi$ и результатом, вытекающим из приближенной формулы (5), на переходе $10 \rightarrow 10$ приблизительно равна 14%, а на переходах $10 \rightleftarrows 11$ – 4%. Для случая формирования фотонного эха на широкой спектральной линии подобные численные расчеты вообще не проводились, и справедливость результата (5), а также его точность не анализировались. Таким образом, хотя авторы работы [29] претендуют на то, что результат (5) имеет место как на узкой, так и на широкой спектральной линии, его применимость для широкой спектральной линии требует численной проверки. Кроме того, если даже предположить, что данный результат действительно имеет место при формировании фотонного эха на широкой спектральной линии, то по-прежнему при его использовании для идентификации типа резонансного перехода необходима априорная информация о большой величине угловых моментов уровней резонансных переходов. Так, предпо-

ложив, что результат (5) справедлив при формировании фотонного эха на широкой спектральной линии, а также, что вращательные квантовые числа резонансных уровней колебательно-вращательного перехода в 5F_6 , резонансного линии Р(14) CO_2 -лазера, велики, авторы эксперимента [46] идентифицировали тип этого перехода как переход, принадлежащий к Р- или R-ветвям. Привлечение данных других экспериментов (не по фотонному эху) позволило им сделать заключение о принадлежности данного перехода к R-ветви.

В работе авторов настоящего обзора [30] впервые для описания фотонного эха и его разновидностей были использованы уравнения для амплитуд разложения компонент матрицы плотности резонансных уровней и переходов по неприводимым тензорным операторам, которые учитывали взаимодействие атомов (молекул) газа с электромагнитным полем, радиационный распад, а также упругие деполяризующие и неупругие столкновения. Отметим, что в последующей работе авторов настоящего обзора совместно с Бакаевым [35] в эти уравнения были включены слагаемые, описывающие взаимодействие атомов (молекул) газа с внешним постоянным магнитным полем, а также слагаемые, учитывающие радиационный приход на нижний резонансный уровень за счет спонтанного излучения на верхнем. Как оказалось в дальнейшем, использование уравнений для амплитуд разложения компонент матрицы плотности по неприводимым тензорным операторам при теоретическом исследовании фотонного эха и его разновидностей весьма удобно. Это связано с тем, что при усреднении столкновительного интеграла в модели упругих деполяризующих столкновений по направлению скорости движения резонансных атомов каждая амплитуда разложения компонент матрицы плотности резонансных уровней и переходов ранга Δ затухает со своей скоростью. Отметим также, что в работе [30] на примере переходов 1 $\xrightarrow{\quad}$ 2 было впервые предложено измерять разность релаксационных характеристик $\Delta_{ab}^{(3)} - \Delta_{ab}^{(1)}$ по биениям интенсивности сигнала фотонного эха как функции промежутка времени τ между возбуждающими импульсами.

В работах [31, 33], выполненных авторами настоящего обзора совместно с Алексеевым и Мацкевичем, было впервые учтено влияние на амплитуду и поляризацию сигнала фотонного эха зависимости столкновительного интеграла в модели упругих деполяризующих столкновений от направления скорости движения резонансных атомов (молекул). Рассмотрение в [31, 33] ограничивалось случаем переходов О $\xrightarrow{\quad}$ 1 и привело к предсказа-

нию качественно нового эффекта. Этот эффект заключается в возможности появления сигнала фотонного эха, сформированного ортогонально-поляризованными возбуждающими импульсами, и целиком обусловлен зависимостью столкновительного интеграла от направления скорости движения резонансных атомов. Кроме того, в работе [31] было показано, что, меняя на эксперименте расстройку $\omega - \omega_0$ несущей частоты ω возбуждающих импульсов по отношению к частоте ω_0 резонансного перехода, можно проводить спектроскопические исследования зависимости столкновительного интеграла в модели упругих деполяризующих столкновений от модуля скорости резонансных атомов (молекул). Отметим, что подобные изменения уже выполнены в работе Василенко, Рубцовой и Чеботаева [48].

В работе Байера и Абеллы [32] были по существу повторены вычисления работы [21] для вектора поляризации среды, формируемого под действием двух линейно поляризованных возбуждающих импульсов. При этом, как и в [21], резонансная спектральная линия считалась узкой для обоих возбуждающих импульсов, а необратимая релаксация учитывалась непоследовательно введением одной релаксационной характеристики резонансного перехода, что эквивалентно ее описанию с помощью времени по-перечной релаксации T_2 . Выражение для вектора поляризации среды было использовано в [32] для получения компоненты этого вектора, ортогональной совпадающим векторам поляризации возбуждающих импульсов. В этой ортогональной компоненте вектора поляризации среды был сделан переход к случаю малых площадей возбуждающих импульсов, что дало возможность авторам работы [32] найти компоненту напряженности электрического поля фотонного эха, ортогональную плоскости поляризации возбуждающих импульсов, при формировании эха на переходе $7^2P_{1/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$ атомов ^{133}Cs в присутствии продольного магнитного поля. Таким образом, в работе [32] была решена частная задача о формировании фотонного эха линейно поляризованными в одной плоскости возбуждаемыми импульсами малой площади на узкой спектральной линии перехода с электронными угловыми моментами резонансных уровней $J_b = 1/2$ и $J_a = 1/2$ при наличии продольного магнитного поля. Отметим, что в [32] была впервые экспериментально доказана возможность регистрации фотонного эха, сформированного возбуждающими импульсами малой площади.

В работе Байера [34] для наблюдения релаксационных характеристик $\gamma_{ab}^{(\infty)}$ при нечетных значениях Δ в случае резонансных переходов с некоторыми частными значениями угловых мо-

ментов было предложено проводить эксперименты при определенных (не малых) площадях возбуждающих импульсов. Такой метод, во-первых, не является универсальным, так как применим лишь к конкретным резонансным переходам, а, во-вторых, даже для этих переходов его трудно осуществить, поскольку в эксперименте сложно с необходимой точностью выдержать определенные значения площадей возбуждающих импульсов. Подтверждением последнему утверждению служат, например, следующие экспериментальные данные. В эксперименте [19] фотонное эхо формировалось на переходе молекул SF_6 , резонансном линии Р(20) CO_2 -лазера. При этом оптимальная интенсивность первого возбуждающего импульса, дающая максимальную интенсивность сигнала фотонного эха оценивалась авторами этого эксперимента как $I_1' \approx \approx 1 \text{ Вт}/\text{см}^2$ при его длительности $\tilde{T}_1' = 200 \text{ нс}$. В то же время в эксперименте [44], проведенном на том же переходе молекул SF_6 , оптимальная интенсивность первого возбуждающего импульса оценивалась как $I_1'' \approx 0,2 \text{ Вт}/\text{см}^2$ при его длительности $\tilde{T}_1'' = 300 \text{ нс}$. Поскольку величина $\sqrt{I_1'} \tilde{T}_1'$ пропорциональна площади первого возбуждающего импульса, то должно иметь место равенство $\sqrt{I_1'} \tilde{T}_1' = \sqrt{I_1''} \tilde{T}_1''$, которое, как видно из приведенных выше экспериментальных данных, не выполняется. В этом нет ничего удивительного, так как даже сами экспериментаторы (см., например, [45]) призывают относиться к их оценкам интенсивностей возбуждающих импульсов с известной осторожностью.

В работе авторов настоящего обзора [35], выполненной совместно с Бакаевым, было впервые предложено измерять методом фотонного эха релаксационные характеристики $\gamma_{ab}^{(\infty)}$ с четными значениями ∞ . Напомним, что во всех предшествующих работах [30, 34] речь шла о возможности измерения релаксационных характеристик $\gamma_{ab}^{(\infty)}$ и $\Delta_{ab}^{(\infty)} - \Delta_{ab}^{(1)}$ лишь с нечетными значениями ∞ . Для получения экспериментальной информации о $\gamma_{ab}^{(\infty)}$ с четными значениями ∞ в [35] было предложено помещать исследуемую газовую среду во внешнее продольное магнитное поле. Так, в [35] было показано, что наложение на исследуемую газовую среду продольного магнитного поля позволяет на переходах $1/2 \rightarrow 3/2$ и $1 \rightarrow 1$ измерять методом фотонного эха релаксационную характеристику $\gamma_{ab}^{(2)}$ квадрупольного момента поляризации среды.

Обзор работ по теории поляризационных свойств фотонного эха и его разновидностей закончим обсуждением работ авторов настоящего обзора [36, 37]. Эти работы по существу положили начало теории поляризационной эхо-спектроскопии. Такое заклю-

чение можно сделать несмотря на то, что влияние упругих деполяризующих столкновений на поляризационные свойства фотонного эха рассматривалось в ряде уже упоминавшихся работ [26, 30, 31, 33 – 35], опубликованных или поступивших в редакцию до работ [36, 37].

Действительно, следует напомнить, что в работе [26] был рассмотрен лишь случай формирования эха на узкой спектральной линии, а самое главное в ней не было указано, как проводить измерения релаксационных характеристик $\gamma_{ab}^{(\infty)}$ и $\Delta_{ab}^{(\infty)} - \Delta_{ab}^{(1)}$ с $\infty = 1, 3, \dots$ для переходов $J \rightarrow J$ ($J \geq 3/2$) и $J \neq J + 1$ ($J > 1$). Работы же авторов настоящего обзора [30, 31, 33, 35], выполненные совместно с Алексеевым, Мацкевичем и Бакаевым, хотя и указывали, каким образом такие измерения можно проводить, но относились лишь к некоторым частным переходам.

В работах [36, 37] интенсивность и поляризация фотонного эха были найдены для оптически разрешенных резонансных переходов с произвольными угловыми моментами уровней при его формировании как на узкой, так и на широкой спектральной линии. Причем полученные в [36, 37] выражения сравнительно просто зависят от небольшого числа параметров среды, что делает их весьма удобными для обработки экспериментальных данных. Все это стало возможным потому, что в [36, 37] был кардинальным образом пересмотрен подход к исследованиям поляризационных свойств фотонного эха в газовых средах. Вместо проведения исследований при произвольных площадях возбуждающих импульсов в работах [36, 37] было предложено сразу проводить теоретическое исследование при малых площадях возбуждающих импульсов и полученные формулы использовать для обработки экспериментальных данных.

Для нахождения интенсивности и поляризации фотонного эха в [36, 37] решались уравнения для амплитуд разложения компонент матрицы плотности резонансных уровней и переходов по неприводимым тензорным операторам в приближении малых площадей возбуждающих импульсов. Такой подход позволил в дальнейшем провести теоретическое исследование формирования в газовых средах многочисленных разновидностей фотонного эха. Он применим при рассмотрении формирования фотонного эха и его разновидностей как на узких, так и на широких спектральных линиях. Разработанный метод был также обобщен и на случай возбуждающих импульсов произвольной формы, что, например, позволило предсказать ряд новых эффектов, связанных с зависимостью

формы сигналов некоторых разновидностей фотонного эха от формы возбуждающих импульсов.

В работах [36, 37] было рассмотрено формирование фотонного эха линейно поляризованными под произвольным углом ϕ друг к другу возбуждающими импульсами. Резонансная спектральная линия в [36] считалась узкой, а в [37] – как узкой, так и широкой. Угловые моменты уровней оптически разрешенного резонансного перехода могли принимать в [36, 37] произвольные значения, а столкновительный интеграл в модели упругих деполяризующих столкновений был усреднен по скорости движения резонансных атомов.

Как было найдено в [36, 37], интенсивность фотонного эха с ростом промежутка времени τ между возбуждающими импульсами затухает по закону

$$I_e(\tau) \sim \exp(-4\gamma_{ab}^{(1)}\tau). \quad (6)$$

Следует подчеркнуть, что такой закон имеет место при формировании фотонного эха на оптически разрешенных переходах с произвольными угловыми моментами резонансных уровней. Итак, первым важным для поляризационной эхоспектроскопии выводом работы [36, 37] был вывод о том, что для измерения с помощью сигнала фотонного эха однородной полуширины $\gamma_{ab}^{(1)}$ неоднородно-усиленной резонансной спектральной линии площади первого и второго возбуждающих импульсов должны быть малыми. Важность указанного результата состоит в том, что в пределе малых площадей возбуждающих импульсов вклад в интенсивность фотонного эха величин $\gamma_{ab}^{(\infty)}$ с $\infty \neq 1$ становится пренебрежимо малым. Отметим, что, как позднее было показано в работе одного из авторов настоящего обзора и Решетова [41], результат (6) сохраняется в случае малой площади первого возбуждающего импульса и произвольной, например оптимальной, площади второго. Конечно, последний вариант является экспериментально более привлекательным, поскольку позволяет увеличить интенсивность сигнала фотонного эха.

Помимо результата (6) в работах [36, 37] были получены следующие аналитические формулы, описывающие поляризационные свойства фотонного эха:

$$\operatorname{tg} \psi = (J-1)(J+2)(3J^2+3J-1)^{-1} \operatorname{tg} \phi \quad (7)$$

для переходов $J \rightarrow J$ и

$$\operatorname{tg} \psi = -2J(J+2)(4J^2+8J+5)^{-1} \operatorname{tg} \phi \quad (8)$$

для переходов $J \rightarrow J+1$. Здесь по-прежнему ψ -угол между вектором поляризации фотонного эха и вектором поляризации второго возбуждающего импульса, а Φ -угол между векторами поляризации первого и второго возбуждающих импульсов. Соотношения (7) и (8) имеют место при формировании фотонного эха как на узкой, так и на широкой спектральной линии. Отметим, что формулы (7) и (8) были получены в [36, 37] для прямоугольных возбуждающих импульсов малой площади, точного резонанса несущей частоты ω возбуждающих импульсов к частоте ω_0 резонансного перехода, а также в случае усреднения столкновительного интеграла в модели упругих деполяризующих столкновений по скорости v движения резонансных атомов (молекул), т.е. в пренебрежении зависимостью релаксационных характеристик $\gamma_{ab}^{(\infty)}$ и $\Delta_{ab}^{(\infty)}$ от модуля v . Однако в последующих работах эти ограничения были сняты. Соотношения (7) и (8) оказались справедливыми и при отходе от точного резонанса [49, 10], и при учете зависимости величин $\gamma_{ab}^{(\infty)}$ и $\Delta_{ab}^{(\infty)}$ от v [49, 10], и даже в случае возбуждающих импульсов малой площади и произвольной формы [50].

Формулы (7) и (8) явились вторым чрезвычайно важным для поляризационной эхо-спектроскопии результатом работ [36, 37]. Действительно, они устанавливают весьма простую связь между поляризационными свойствами фотонного эха и угловыми моментами уровней резонансных переходов и поэтому могут быть использованы для их идентификации. Как следует из (7) и (8), при формировании фотонного эха на переходах $J \rightarrow J$ ($J \geq 3/2$) вектор поляризации эха лежит внутри угла Φ , образованного векторами поляризации возбуждающих импульсов, а на переходах $J \rightarrow J+1$ ($J \geq 1/2$) — вне этого угла. Причем в отличие от работы [21] данное утверждение доказано в [36, 37] аналитически и справедливо для любого типа спектральной линии как узкой, так и широкой. Формулы (7) и (8) позволяют проводить идентификацию резонансных переходов методом фотонного эха при сравнительно малых ($J \leq 10$) угловых моментах уровней. Для случая формирования фотонного эха на переходах с большими угловыми моментами уровней они дают возможность идентифицировать тип резонансного перехода ($J \rightarrow J$ или $J \rightarrow J+1$). Соответствующие предельные случаи формул (7) и (8) при $J \gg 1$ имеют вид:

$$\operatorname{tg} \psi = (1/3) \operatorname{tg} \Phi \quad (9)$$

для переходов $J \rightarrow J$ и

$$\operatorname{tg} \psi = -(1/2) \operatorname{tg} \phi \quad (10)$$

для переходов $J \rightarrow J+1$.

Хотя формулы (7) и (8) были получены в пределе малых площадей обоих возбуждающих импульсов, однако область их применимости, по-видимому, значительно шире. К такому заключению можно прийти на основании работ авторов настоящего обзора [43, 41], выполненных совместно с А.В. Евсеевым и Решетовым.

В [43] был рассмотрен случай малой площади второго и произвольной площади первого возбуждающих импульсов, а в [41], наоборот, случай малой площади первого и произвольной площади второго возбуждающих импульсов. Было показано, что соотношения (7) и (8) справедливы вплоть до площадей возбуждающих импульсов порядка единицы.

Подчеркнем, что поляризационные свойства фотонного эха, описываемые формулами (7) и (8), не зависят от площадей Θ_1 и Θ_2 возбуждающих импульсов. Поэтому при проведении эксперимента нужно последовательно уменьшать Θ_1 и Θ_2 от их оптимальных значений, при которых интенсивность эха максимальна, до тех пор пока поляризационные свойства эха перестанут зависеть от Θ_1 и Θ_2 . Такие экспериментальные результаты уже могут быть обработаны по формулам (7) и (8).

Соотношения (7) и (8) уже были использованы для обработки экспериментальных данных. С их помощью в эксперименте Ва-силенко и Рубцовой [51] была проведена идентификация перехода в SF_6 резонансного линии генерации $P(16)$ CO_2 -лазера. Причем в отличие от [38] авторам [51] не понадобилась априорная информация о том, что вращательные квантовые числа резонансного перехода велики. В эксперименте [51] было получено, что исследуемый колебательно-вращательный переход относится к Q -ветви с $J \gg 1$.

Отметим, что подход к исследованиям поляризационных свойств фотонного эха в газе, предложенный в работах [36, 37], был использован и другими авторами при решении подобных задач. Так, например, в работе [52] Кохмото, Нидо, Фукуда и Матсукока применили его для нахождения поляризационных свойств фотонного эха в твердом теле.

Подводя итоги, подчеркнем, что до выхода из печати работ [36, 37] были исследованы лишь частные задачи, относящиеся к формированию фотонного эха в газах на резонансных переходах их

атомов (молекул) с малыми значениями угловых моментов уровней. Рассмотрение формирования эха на оптически разрешенных переходах с произвольными угловыми моментами резонансных уровней и произвольными значениями площадей возбуждающих импульсов привело к весьма сложным формулам [26]. Найденные в [26] выражения зависели от столь большого числа параметров газовой среды, что это практически делало невозможным их использование для обработки экспериментальных данных с целью получения спектроскопической информации, т.е. они не были пригодны для поляризационной эхо-спектроскопии. Кроме того, эти формулы были получены в редко реализуемом экспериментально случае формирования фотонного эха на узкой спектральной линии. Что касается таких разновидностей фотонного эха, как стимулированное фотонное эхо и модифицированное стимулированное фотонное эхо (см., например, [7]), то теоретическое исследование ограничивалось изучением формирования этих разновидностей на двухуровневых системах без учета вырождения резонансных уровней. Учет столкновительной релаксации при исследовании стимулированного фотонного эха, модифицированного стимулированного фотонного эха и трехуровневого фотонного эха (см., например, [7]) основывался на скалярной модели. Поэтому указанные разновидности фотонного эха в газовой среде были рассмотрены в приближениях, весьма далеких от реальности. Между тем, как установлено в наших работах, именно они позволяют получать значительно больший объем спектроскопической информации, чем само фотонное эхо.

К настоящему времени по поляризационной эхо-спектроскопии газовых сред выполнено достаточно большое число [30, 31, 33, 35-37, 39-41, 43, 47, 50, 53-57, 59, 60, 62, 64, 65, 67-86, 88-92] теоретических исследований. Кроме того, отдельным вопросам этой теории были посвящены и ряд обзоров [7, 10, 58, 61, 63, 66, 87]. Здесь мы суммируем теоретические предсказания в области поляризационной эхо-спектроскопии с целью стимулирования дальнейших экспериментальных исследований в этой области.

Теория поляризационной эхо-спектроскопии позволяет проводить:

- 1) измерение однородной полуширины неоднородно-уширенной спектральной линии резонансного перехода [37, 40, 41, 50, 61, 63, 74, 87];
- 2) измерение релаксационных характеристик квадрупольного и октупольного моментов поляризации среды [30, 35, 43, 54, 61, 63];

3) исследование характера зависимости релаксационной характеристики дипольного момента резонансного перехода от модуля скорости движения резонансных атомов (молекул) [31, 61, 63, 70];

4) исследование характера зависимости столкновительного интеграла от направления скорости движения резонансных атомов (молекул) [31, 33, 61, 63];

5) измерение релаксационных характеристик мультипольных моментов оптически запрещенных переходов [62, 64–66, 90, 91];

6) измерение времен релаксации населенности, ориентации и выстраивания резонансных уровней [55, 40, 50, 57, 59, 61, 63, 66, 69, 71, 73, 79–84, 86–89, 92];

7) измерение времени жизни верхнего резонансного уровня по отношению к спонтанному распаду на нижний [60];

8) идентификацию резонансных переходов [36, 37, 39–41, 43, 47, 50, 53, 56, 58, 61, 63];

9) идентификацию структуры резонансных переходов [67, 68, 72, 74–78, 85, 87].

Указанная выше информация, во-первых, может быть использована для детального выяснения особенностей потенциала взаимодействия атомов (молекул) газовой среды, а во-вторых, необходима при исследовании различных физических процессов в газовых лазерах.

Небольшой размер настоящего обзора не позволяет подробно остановиться на всех достижениях поляризационной эхо-спектроскопии. Поэтому помимо уже рассмотренных сосредоточим внимание еще лишь на нескольких результатах.

В работе Сиразиева и Самарцева [93] была предсказана разновидность фотонного эха – модифицированное стимулированное фотонное эхо. Эта разновидность, как и стимулированное фотонное эхо, формируется под действием трех возбуждающих импульсов. Первые два из них, разделенные промежутки времени T_1 , имеют несущую частоту ω_1 , резонансную частоте ω_0 оптически разрешенного перехода $b \rightarrow a$ атомов или молекул газовой среды. Несущая частота ω_2 третьего возбуждающего импульса не совпадает с несущей частотой первых двух импульсов и резонансна частоте ω_0 оптически разрешенного перехода $C \rightarrow b$ атомов или молекул среды. Сигнал модифицированного стимулированного фотонного эха возникает спустя промежуток времени, приблизительно равный $\omega_1 T_1 / \omega_2$, после третьего возбуждающего импульса и имеет несущую частоту ω_2 . Модифицированное стимулированное фотонное эхо было впервые наблюдено Хартманом и Мёсбергом с сотрудниками [94].

Теория поляризационных свойств модифицированного стимулированного фотонного эха, сформированного возбуждающими импульсами малой площади, была построена авторами настоящего обзора совместно с А.В. Евсеевым [57, 59]. На ее основе в [57, 59] было впервые предложено использовать модифицированное стимулированное фотонное эхо для измерения времен релаксации населенности $1/\gamma_b^{(0)}$, ориентации $1/\gamma_b^{(1)}$ и выстраивания $1/\gamma_b^{(2)}$ общего резонансного уровня b атомов или молекул двух исследуемых переходов. Напомним, что с временем релаксации ориентации распадается магнитный момент, а с временем релаксации выстраивания – квадрупольный момент уровня. Для получения спектроскопической информации о каждой из релаксационных характеристик $\gamma_b^{(0)}$, $\gamma_b^{(1)}$ и $\gamma_b^{(2)}$ по отдельности в работах [57, 59] предлагалось определенным образом выбирать поляризации возбуждающих импульсов и исследовать зависимость компонент напряженности электрического поля сигнала модифицированного стимулированного фотонного эха от промежутка времени τ_2 между вторым и третьим возбуждающими импульсами.

В работе [95] Келлер и Легует наблюдали формирование модифицированного стимулированного фотонного эха в парах ^{174}Yb . В качестве резонансных уровней a , b и c в [95] были выбраны следующие уровни атома ^{174}Yb : 1S_0 (основное состояние), 3P_1 и 3S_1 . Изучалось отношение η интенсивностей сигналов модифицированного стимулированного фотонного эха в следующих двух случаях. В первом – все возбуждающие импульсы были поляризованы в одной плоскости, а во втором – плоскость поляризации третьего возбуждающего импульса была ортогональна плоскости поляризации первых двух импульсов. Для отношения η авторы [95] получили неожиданно малое значение $2 \cdot 10^{-3}$.

В работе авторов настоящего обзора [79], выполненной совместно с Решетовым, на основе результатов теоретических работ [57, 59] малая величина параметра η , наблюдавшаяся в эксперименте [95], была объяснена. Кроме того, в [79] путем обработки данных эксперимента [95] впервые методом фотонного эха была получена спектроскопическая информация о времени релаксации выстраивания резонансного уровня. Действительно, как вытекает из [57, 59], для отношения η в условиях эксперимента [95] имеем [79, 80, 82]

$$\eta = \left\{ \frac{1 - \exp[-(\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(0)})\tau_2]}{1 + \frac{1}{2} \exp[-(\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(0)})\tau_2]} \right\}^2. \quad (11)$$

Таким образом, все отличие величины γ от нуля было обусловлено различием между релаксационными характеристиками населенияности $\gamma_a^{(0)}$ и выстраивания $\gamma_b^{(2)}$ уровня 3P_1 атома ^{174}Yb . Используя данные эксперимента [95], а также принимая во внимание найденное в других экспериментах значение времени релаксации населенияния уровня 3P_1 атома ^{174}Yb ($\gamma_a^{(0)} \approx 1,15 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$), в работе [79] было получено для времени релаксации выстраивания уровня 3P_1 атома ^{174}Yb значение $1/\gamma_b^{(2)} \approx 487,8 \text{ нс}$.

Перейдем теперь к обсуждению еще одного результата поляризационной эхо-спектроскопии. В работе авторов настоящего обзора [55], выполненной совместно с Решетовым, была построена теория поляризационных свойств разновидности фотонного эха – стимулированного фотонного эха. На основе этой теории в [55] было предложено измерять времена релаксации населенияности ($1/\gamma_a^{(0)}$ и $1/\gamma_b^{(0)}$), ориентации ($1/\gamma_a^{(1)}$ и $1/\gamma_b^{(1)}$) и выстраивания ($1/\gamma_a^{(2)}$ и $1/\gamma_b^{(2)}$) резонансных уровней a и b . Отметим, что получить информацию об этих характеристиках для каждого из уровней в отдельности с помощью сигнала стимулированного фотонного эха можно, когда они либо близки, либо сильно отличаются друг от друга.

Случай, когда $1/\gamma_a^{(\infty)} \approx 1/\gamma_b^{(\infty)}$ ($\infty = 0, 1, 2$), имеет место в молекулярных газах при формировании стимулированного фотонного эха на колебательно-вращательных переходах, принадлежащих одному электронному состоянию. Как вытекает из [55], в этом случае методом стимулированного фотонного эха можно измерять времена $1/\gamma_a^{(0)}$, $1/\gamma_b^{(1)}$ и $1/\gamma_b^{(2)}$ по отдельности. Такие измерения в [55] предлагалось проводить определенным выбором поляризаций возбуждающих импульсов и изучением на эксперименте затухания компонент напряженности электрического поля сигнала стимулированного фотонного эха с ростом промежутка времени T_2 между вторым и третьим возбуждающими импульсами. Однако в условиях экспериментов по стимулированному фотонному эху в молекулярных газах на колебательно-вращательных переходах, принадлежащих одному электронному состоянию, времена $1/\gamma_a^{(0)}$, $1/\gamma_b^{(1)}$ и $1/\gamma_b^{(2)}$ различаются не слишком сильно. Это обстоятельство налагает повышенные требования на точность экспериментов, если их выполнять по методике, предложенной в работе [55]. Указанное обстоятельство заставило авторов настоящего обзора совместно с Цикуновым предложить в [88] другую экспериментальную методику получения спектроскопической информации о релаксационных характеристиках $\gamma_a^{(0)}$, $\gamma_b^{(1)}$ и $\gamma_b^{(2)}$.

В работе [88] было предложено непосредственно измерять разности $\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(0)}$ и $\gamma_b^{(1)} - \gamma_b^{(2)}$ релаксационных характеристик. Так, для измерения разности $\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(0)}$ предлагалось измерять зависимость отношения ξ интенсивностей стимулированного фотонного эха от промежутка времени T_2 в следующих двух случаях. В первом – плоскость поляризации третьего возбуждающего импульса должна быть ортогональна плоскости поляризации первых двух возбуждающих импульсов, а во втором – все импульсы должны быть поляризованы в одной плоскости. Например, для переходов $J \rightarrow J$ с $J \gg 1$ в случае малых площадей возбуждающих импульсов в работе [88] была получена следующая формула для зависимости $\xi = \xi(T_2)$

$$\xi = \left\{ \frac{1 - 0,4 \exp[-(\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(0)})T_2]}{1 + 0,8 \exp[-(\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(0)})T_2]} \right\}^2 \quad (12)$$

Методика, предложенная в работе [88], была использована в эксперименте Василенко и Рубцовой с сотрудниками [97]. Эксперимент проводился в молекулярном газе SF_6 на колебательно-вращательном переходе Q (38) молекул SF_6 . В эксперименте [97] изучалась зависимость отношения ξ от промежутка времени T_2 для различных давлений как собственного, так и буферных газов. Обработка экспериментальных данных в [97] проводилась по формуле (12). Это позволило авторам эксперимента [97] получить спектроскопическую информацию о разности $\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(0)}$. Затем, используя значение для величины $\gamma_b^{(0)}$, найденное в других экспериментах, авторы [97] смогли впервые извлечь спектроскопическую информацию о времени релаксации выстраивания $1/\gamma_b^{(2)}$ уровней перехода Q (38) молекул SF_6 . Так, при отсутствии буферных газов для величины $\gamma_b^{(2)}/p$ в [97] получено $(50 \pm 5) \cdot 10^3 \text{ c}^{-1} \cdot \text{мГор}^{-1}$, в то время как $\gamma_b^{(0)}/p \approx 29 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1} \cdot \text{мГор}^{-1}$. Здесь p – давление SF_6 . Поскольку в рассматриваемом случае релаксационная характеристика $\gamma_b^{(0)}$ обусловлена неупругими столкновениями, а разность $\gamma_b^{(2)} - \gamma_b^{(0)}$ определяется действием только упругих столкновений, то из приведенных значений величин $\gamma_b^{(2)}$ и $\gamma_b^{(0)}$ следует, что вклад упругих столкновений в релаксационную характеристику $\gamma_b^{(2)}$ – одного порядка с вкладом неупругих столкновений. Этот результат является весьма важным для молекулярных газов.

В предшествующем теоретическом рассмотрении предполагалось, что несущая частота возбуждающего импульса резонансна только одному атомному или молекулярному переходу. Между

тем возможна ситуация, когда несущая частота возбуждающего импульса резонансна либо нескольким колебательно-вращательным переходам молекулы, либо некоторым переходам между сверхтонкими компонентами атомов, имеющих отличный от нуля спин ядра.

Рассмотрим сначала результат поляризационной эхо-спектроскопии, позволяющий получать информацию о том, на одном или двух резонансных переходах (смежных или независимых) сформирован сигнал фотонного эха. Этот результат важен при проведении экспериментов на колебательно-вращательных переходах в молекулярных газах. В указанном случае угловые моменты уровней резонансного перехода обычно велики и, кроме того, возможно формирование фотонного эха на двух или нескольких переходах, причем эти переходы могут быть как независимыми, так и смежными. В этой связи в работе авторов настоящего обзора [53] было рассмотрено формирование сигнала фотонного эха либо на двух независимых, либо на двух смежных переходах возбуждающими импульсами малой площади и найдены его поляризационные свойства.

Как следует из [53], по поляризационным свойствам фотонного эха можно различать, на какой совокупности резонансных уровней оно сформировано. Так, например, если фотонное эхо формируется линейно поляризованными в несовпадающих плоскостях возбуждающими импульсами малой площади на двух независимых переходах с большими вращательными квантовыми числами, один из которых принадлежит к G -ветви, а второй - к $P(R)$ -ветви, то его поляризационные свойства описываются уравнением:

$$\operatorname{tg} \psi = 0. \quad (13)$$

Здесь ψ - по-прежнему угол между вектором поляризации фотонного эха и вектором поляризации второго возбуждающего импульса. Следовательно, в данном случае вектор поляризации фотонного эха совпадает с вектором поляризации второго возбуждающего импульса. Это дает возможность легко отличать данный случай, например, от случаев формирования фотонного эха на одном колебательно-вращательном переходе с большими вращательными квантовыми числами, когда его поляризационные свойства описываются формулами (9) и (10).

Обсудим, наконец, некоторые результаты теории поляризационной эхо-спектроскопии, относящиеся к атомам с отличным от нуля спином ядра. По сравнению с теорией формирования фотонного эха и его разновидностей на атомах с равным нулю спином ядра теория их формирования на атомах с отличным от нуля спи-

ном ядра значительно усложняется из-за следующих двух обстоятельств. Во-первых, поскольку в экспериментах спектральная ширина возбуждающих импульсов, как правило, превышает величину сверхтонкого расщепления одного или даже всех резонансных уровней, то формирование фотонного эха и его разновидностей имеет место на целой совокупности сверхтонких компонент резонансных уровней. Во-вторых, значительно усложняется описание процесса столкновительной релаксации.

В первых работах [67-69, 71, 72, 74-78, 80], посвященных теоретическому изучению поляризационных свойств фотонного эха и его разновидностей, которые сформированы на атомах с отличным от нуля спином ядра, вычисления проводились в предположении, что релаксационные характеристики мультипольных моментов резонансных уровней (переходов) слабо различаются между собой. В этих работах были найдены поляризационные свойства самого фотонного эха [67, 68, 74, 76, 77, 80], стимулированного фотонного эха [69], модифицированного стимулированного фотонного эха [71], когерентного излучения в разнесенных во времени полях [72, 75], а также обращенного фотонного эха [78].

Так, например, для обычного фотонного эха было показано, что по его поляризационным свойствам можно судить о том, какие компоненты сверхтонкой структуры верхнего и нижнего резонансных уровней приняли участие в формировании сигнала эха. Кроме того, в случае атомов с отличным от нуля спином ядра в зависимости интенсивности фотонного эха от промежутка времени \mathcal{T} между возбуждающими импульсами помимо экспоненциального множителя (6) появляется предэкспоненциальный множитель, описывающий квантовые биения интенсивности с частотами сверхтонких расщеплений резонансных уровней. Указанные предэкспоненциальные множители с помощью формул, полученных в [74, 76, 80], могут быть рассчитаны для произвольных электронных угловых моментов резонансных уровней, произвольного спина ядра резонансных атомов и произвольного угла Ψ между векторами поляризации возбуждающих импульсов. Знание данных предэкспоненциальных множителей необходимо для правильного извлечения с помощью эффекта фотонного эха спектроскопической информации об однородной полуширине $\chi_{ab}^{(1)}$ резонансного электронного перехода.

Аналогично работам [67, 68, 74, 76, 77, 80] в работах [69, 71, 72, 75, 78] была построена теория разновидностей фотонного эха, отмеченных выше. Все это дало возможность пред-

ложить в [67–69, 71, 72, 74–78, 80] постановку экспериментов с целью измерения однородной полуширины спектральной линии резонансного электронного перехода, ширин резонансных уровней, а также с целью идентификации структуры резонансного перехода.

Дальнейшее развитие теории поляризационной эхо-спектроскопии атомов с отличным от нуля спином ядра идет по двум направлениям. Во-первых, в рамках указанного выше подхода изучается формирование разновидностей фотонного эха, которые не были рассмотрены в работах [67–69, 71, 72, 74–78, 80]. Так, например, в работе одного из авторов настоящего обзора [91] выполненных совместно с Меньшиковой и Цикуновым, была построена теория модифицированного трехуровневого фотонного эха, сформированного на таких атомах.

Второе направление включает попытки отхода от описания релаксации резонансных электронных переходов (уровней) с помощью одной релаксационной характеристики. Например, в работе одного из авторов настоящего обзора и Решетова [92] было показано, как с помощью модифицированного стимулированного фотонного эха, сформированного в парах таллия, можно получить спектроскопическую информацию о времени релаксации ориентации $1/\gamma_b^{(1)}$ уровня $^2P_{3/2}$ атомов таллия, имеющих отличный от нуля спин ядра ($I = 1/2$).

Подчеркнем, что в настоящее время проведено достаточное количество теоретических исследований [67–69, 71, 72, 74–78, 80, 91, 92] поляризационных свойств фотонного эха и его разновидностей, сформированных на атомах с отличным от нуля спином ядра. К сожалению, в имеющихся экспериментальных данных (см., например, обзор [87]) часто отсутствует информация о поляризационных свойствах фотонного эха и его разновидностей. Однако, когда такие данные имеются, теория объясняет наблюдавшиеся поляризационные зависимости.

Анализом работ по поляризационной эхо-спектроскопии атомов, имеющих отличный от нуля спин ядра, закончим обзор поляризационной эхо-спектроскопии газовых сред. Надеемся, что в последующие годы появятся новые эксперименты, в которых методами поляризационной эхо-спектроскопии будет получена разнообразная спектроскопическая информация об атомах и молекулах газовых сред.

В заключение отметим, что в последние годы помимо оптической спектроскопии наметилась еще одна область возможного использования явления фотонного эха. Предполагается использо-

вать это явление для обработки и хранения информации. В основе предлагаемого метода обработки информации с помощью фотонного эха лежит следующий эффект. При определенных условиях сигнал фотонного эха может воспроизводить сигнал первого возбуждающего импульса, обращенный во времени. Теория такого эффекта была построена в работе Елютина, Захарова, и Маныкина [98]. Он является аналогом соответствующего эффекта для спинового эха [99] и получил уже экспериментальное подтверждение как в твердом теле [100], так и в газе [101, 102]. В этой связи следует подчеркнуть важный в смысле обработки информации эффект, предсказанный в работах [65, 66, 73, 82, 90, 91], а именно: разновидности фотонного эха в трехуровневых системах такие, как трехуровневое фотонное эхо, модифицированное стимулированное фотонное эхо и модифицированное трехуровневое фотонное эхо не только могут воспроизводить один из возбуждающих импульсов, но и воспроизводить его с одновременным растяжением или сжатием. Подчеркнем, что указанный эффект еще не нашел пока экспериментального подтверждения, поэтому было бы интересно проверить соответствующие теоретические предсказания на опыте.

Список литературы

1. Летохов В.С., Чеботаев В.П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии. М.: Наука, 1975, 280 с.
2. Маныкин Э.А., Самарцев В.В. Оптическая эхо-спектроскопия. М.: Наука, 1984, 270 с.
3. Померанцев Н.М. Явление спиновых эхо и его применение. УФН, 1958, т. 65, вып. 1, с. 87-110.
4. Лёше А. Ядерная индукция. М.: Изд-во иностр.лит., 1963, 684 с.
5. Абрагам А. Ядерный магнетизм. М.: Изд-во иностр.лит., 1963, 551 с.
6. Салихов К.М., Семенов А.Г., Цветков Ю.Д. Электронное спиновое эхо и его приложение. Новосибирск: Наука, 1976, 342 с.
7. Губин М.А., Евсеев И.В., Решетов В.А. Фотонное эхо в газах: экспериментальные методы формирования и разновидности: Препринт/ФИАН, № 214. М.: 1984, 51 с.
8. Ребане В.Н. Столкновительная релаксация мультипольных моментов матрицы плотности и ее проявления в атомной спектроскопии. Дис. на соиск. учен. степ. докт. физ.-мат. наук. Л.: ЛГУ, 1980, 348 с.

9. Ермаченко В.М. Теория деполяризующих столкновений в газовых лазерах и усилителях. Дис. на соиск. учен. степ. докт. физ.-мат. наук. М.: МИФИ, 1982, 241 с.
10. Губин М.А., Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Фотонное эхо в газах: теоретические результаты, применения и перспективы дальнейшего использования: Препринт/ФИАН, № 7. М., 1985, 61 с.
11. Копвиллем У.Х., Нагибаров В.Р. Световое эхо на paramagnитных кристаллах. ФММ, 1963, т. 15, № 2, с. 313-315.
12. Kurnit N.A., Abella I.D., Hartmann S.R. Observation of a photon echo. Phys. Rev. Lett., 1964, vol. 13, No. 19, p. 567-568.
13. Abella I.D., Kurnit N.A., Hartmann S.R. Photon echoes. Phys. Rev., 1966, vol. 141, No. 1, p. 391-406.
14. Kurnit N.A., Hartmann S.R. Stimulated photon echoes. Bull. Am. Phys. Soc., 1966, vol. 11, No. 1, p. 112.
15. Ораевский А.Н. Радиационное эхо. УФН, 1967, т. 91, вып 2, с. 181-191.
16. Маныкин Э.А. О пространственном синхронизме в нестационарных процессах типа "фотон-эхо". Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 7, вып. 9, с. 345-348.
17. Scully M., Stephen M.J., Burnham D.C. Photon echo in gaseous media. Phys. Rev., 1968, vol. 171, No. 1, p. 213-214.
18. Самарцев В.В. Световое эхо в газах. УФК, 1969, т. 14, № 6, с. 1045-1046.
19. Patel C.K.N., Slusher R.E. Photon echoes in gases. Phys. Rev. Lett., 1968, vol. 20, No. 20, p. 1087-1089.
20. Алексеев А.И., Евсеев И.В. Поляризация фотон-эха в газовой среде. ЖЭТФ, 1969, т. 56, вып. 6, с. 2118-2128.
21. Gordon J.P., Wang C.H., Patel C.K.N., Slusher R.E., Tomlinson W.J. Photon echoes in gases. Phys. Rev., 1969, vol. 179, No. 2, p. 294-309.
22. Dienes A. Photon echoes and combination tones a comparison between their polarization dependence. J. Quant. Electr., 1969, vol. QE-5, No. 5, p. 246-249.
23. Алексеев А.И. Особенности фотон-эха в газе при наличии магнитного поля. Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 9, вып. 8, с. 472-475.

24. Алексеев А.И., Евсеев И.В. Фотон-эхо в газе при наличии магнитного поля. ЖЭТФ, 1969, т. 57, вып. 11, с.1735-1744.
25. Алексеев А.И., Евсеев И.В. Определение ширин уровней молекул газа методом фотон-эха. Письма в ЖЭТФ, 1969, т.10, вып. 2, с. 105-108.
26. Wang C.H. Effects of mixing collisions on photon echoes in gases. Phys. Rev. B, 1970, vol. 1, No. 1, p. 156-163.
27. Алексеев А.И., Евсеев И.В. Световое эхо на атомных переходах с большими моментами. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1973, т. 37, № 10, с. 2134-2137.
28. Алексеев А.И., Евсеев И.В. Свойства светового эха на широких спектральных линиях. ЖЭТФ, 1975, т. 68, вып. 2, с. 456-464.
29. Heer C.V., Nordstrom R.J. Polarization of photon echoes from SF₆ molecules. Phys. Rev. A, 1975, vol. 11, No. 2, p. 536-548.
30. Yevseyev I.V., Yermachenko V.M. Mixing collisions and quantum beats in photon echoes. Phys. Lett. A, 1977, vol. 60, No. 3, p. 187-189.
31. Алексеев А.И., Евсеев И.В., Ермаченко В.М. О возможности исследования упругих атомных столкновений методом светового эха. ЖЭТФ, 1977, т. 73, вып. 2, с. 470-480.
32. Baer T., Ahella I.D. Polarization rotation of photon echoes in cesium vapor in a magnetic field. Phys. Rev. A, 1977, vol. 16, No. 5, p. 2093-2100.
33. Мацкевич В.К., Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Влияние на спектральные характеристики зависимости релаксационных процессов от скорости движения атомов. Опт. и спектр., 1978, т.45, вып. 1, с. 17-22.
34. Baer T. Spherical-tensor treatment of coherent transients. Phys. Rev. A, 1978, vol. 18, No. 6, p. 2570-2579.
35. Бакаев Д.С., Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Влияние деполяризующих столкновений на фотонное эхо в магнитном поле. ЖЭТФ, 1979, т. 76, вып. 4, с. 1212-1225.
36. Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Поляризационные свойства фотонного эха при малых площадях возбуждающих импульсов. Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, вып. 11, с. 689-692.

37. Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Фотонное эхо при малых площадях возбуждающих импульсов. ЖЭТФ, 1979, т. 76, вып. 5, с. 1538-1546.
38. Алимпиев С.С., Карлов Н.В. Фотонное эхо в молекулярных газах BCl_3 и SF_6 . ЖЭТФ, 1972, т. 63, вып. 2, с. 482-490.
39. Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Фотонное эхо в магнитном поле при малых площадях возбуждающих импульсов. Опт. и спектр., 1979, т. 47, вып. 6, с. 1139-1144.
40. Евсеев И.В., Решетов В.А. Фотонное (световое) эхо в магнитном поле при произвольной форме возбуждающих импульсов. Опт. и спектр., 1984, т. 57, вып. 5, с. 869-874.
41. Yevseyev I.V., Reshetov V.A. Dependence of the photon echo polarization on the second pulse area. Opt. Acta, 1982, vol. 29, No. 1, p. 119-130.
42. Алексеев А.И., Башаров А.М. Исследование упругих атомных столкновений при помощи стимулированного фотонного эха. Опт. и спектр., 1982, т. 53, вып. 4, с. 631-636.
43. Евсеев А.В., Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Зависимость поляризационных свойств фотонного эха от площади первого возбуждающего импульса. Опт. и спектр., 1981, т. 50, вып. 1, с. 77-84.
44. Meckley J.R., Heer C.V. Photon echoes from SF_6 . Phys. Lett. A, 1973, vol. 46, No. 1, p. 41-42.
45. Nordstrom R.J., Gutman W.M., Heer C.V. Photon echoes from SiF_4 . Phys. Lett. A, 1974, vol. 50, No. 1, p. 25-26.
46. Gutman W.M., Heer C.V. SF_6 photon echo polarization. Phys. Lett. A. 1975, vol. 51, No. 7, p. 437-438.
47. Евсеев И.В., Ильин С.В. Об идентификации колебательно-вращательных молекулярных переходов методом поляризационной эхо-спектроскопии. В кн.: Труды VII Всесоюз. симп. по молекулярной спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения. Томск: Изд-во ТФ СО АН СССР, 1986, ч. II, с. 222-226.
48. Василенко Л.С., Рубцова Н.Н., Чеботаев В.П. Изучение столкновительной релаксации в зависимости от скорости методом фотонного эха. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, вып. 8, с. 391-393.
49. Алексеев А.И., Башаров А.М., Световое эхо в газах. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, № 3, с. 557-573.

50. Евсеев И.В., Решетов В.А. Исследование влияния формы возбуждающих импульсов на поляризационные свойства фотонного эха. Опт. и спектр., 1982, т. 53, вып. 5, с. 796-799.
51. Василенко Л.С., Рубцова Н.Н. Изучение релаксационных процессов в газе с помощью когерентных переходных процессов. В кн.: Лазерные системы. Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1982, с. 143-154.
52. Kohmoto T., Nido M., Fukuda Y., Matsuoka M. Polarization properties of the photon echo in solids. Rev. Laser Eng., 1982, vol. 10, №. 4, p. 378-384.
53. Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Фотонное эхо на смежных оптически разрешенных переходах. ЖЭТФ, 1979, т. 77, вып. 6, с. 2211-2219.
54. Бакаев Д.С., Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Влияние деполяризующих столкновений на релаксационные характеристики матрицы оптической когерентности в случае переходов $1 \leftrightarrow 2$. Опт. и спектр., 1980, т. 49, вып. 2, с. 221-227.
55. Евсеев И.В., Ермаченко В.М., Решетов В.А. О возможности измерения времен релаксации населенности, ориентации и выстраивания методом фотонного эха. ЖЭТФ, 1980, т. 78, вып. 6, с. 2213-2221.
56. Yevseyev I.V., Yermachenko V.M., Reshetov V.A. On the identification of transitions by the photon-echo technique. Phys. Lett. A, 1980, vol. 77, №. 2/3, p. 126-128.
57. Евсеев А.В., Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Стимулированное фотонное эхо как метод определения спектроскопических характеристик отдельного резонансного уровня. ДАН СССР, 1981, т. 256, № 1, с. 57-60.
58. Евсеев А.В., Евсеев И.В. Фотонное эхо в газах: поляризационные свойства. Препринт / ИАЭ, ИАЭ-3328/1. М., 1980, 63 с.
59. Yevseyev I.V., Yermachenko V.M. Nonlinear spectroscopy of resonant levels by the photon-echo technique. Phys. Lett. 1980, vol. 80, №. 4, p. 253-255.
60. Евсеев И.В., Ермаченко В.М., Решетов В.А. Стимулированное фотонное эхо в газе при наличии магнитного поля. Опт. и спектр., 1982, т. 52, вып. 3, с. 444-449.
61. Евсеев И.В. Поляризационная спектроскопия газовых сред методом фотонного эха. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, № 3, с. 614-619.

62. Yevseyev I.V., Yermachenko V.M. Polarization properties of the tri-level photon echoes. *Phys. Lett. A*, 1982, vol. 90, No. 1/2, p. 37-40.
63. Евсеев А.В., Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Фотонное эхо в газах: влияние деполяризующих столкновений. Препринт/ИАЭ, ИАЭ-3602/1. М., 1982, 57 с.
64. Башаров А.М., Евсеев И.В., Решетов В.А. Трехуровневое эхо в газовых средах. *Опт. и спектр.*, 1984, т. 56, вып. 5, с. 788-793.
65. Yevseyev I.V., Yermachenko V.M., Reshetov V.A. Tri-level echo in the case of exciting pulses with arbitrary shapes. *Opt. Acta*, 1983, vol. 30, No. 6, p. 817-829.
66. Евсеев А.В., Евсеев И.В., Решетов В.А. Фотонное эхо в газах: трехуровневые системы. Препринт/ИАЭ, ИАЭ-3849/1. М., 1983, 59 с.
67. Евсеев А.В., Евсеев И.В., Решетов В.А. О возможности исследования структуры резонансных переходов методом фотонного эха. *ДАН СССР*, 1984, т. 275, № 1, с. 64-67.
68. Евсеев А.В., Евсеев И.В., Решетов В.А. Поляризационные свойства фотонного эха с учетом сверхтонкой структуры резонансных уровней. Препринт/ИАЭ, ИАЭ-3910/1. М., 1984, 20 с.
69. Евсеев А.В., Евсеев И.В., Решетов В.А. Поляризационные свойства стимулированного фотонного эха с учетом сверхтонкой структуры резонансных уровней. *Опт. и спектр.*, 1985, т. 58, вып. 3, с. 518-523.
70. Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Об интеграле столкновений в задачах когерентной оптики газовых сред. *Письма в ЖЭТФ*, 1983, т. 38, вып. 8, с. 388-391.
71. Yevseyev I.V., Nesterov P.V., Reshetov V.A. Modified stimulated photon echo with hyperfine structure of resonant levels. *Opt. Commun.*, 1985, vol. 52, No. 5, p. 346-350.
72. Евсеев А.В., Евсеев И.В., Решетов В.А. Когерентное излучение в разнесенных во времени полях, сформированное на уровнях со сверхтонкой структурой. *Квант. электрон.*, 1985, т. 12, № 3, с. 494-500.
73. Евсеев И.В., Решетов В.А. Модифицированное стимулированное фотонное эхо при произвольной форме возбуждающих импульсов. В кн.: Нелинейные электромагнитные явления в веществе. М.: Энергоатомиздат, 1984, с. 87-96.
74. Евсеев И.В., Ермаченко В.М., Решетов В.А. Теория фотонного эха, сформированного на резонансных уровнях со сверх-

тонкой структурой. ЖЭТФ, 1984, т. 87, вып. 4, с. 1200-1210.

75. Евсеев И.В., Решетов В.А. Когерентное излучение в разнесенных во времени полях, сформированное на уровнях со сверхтонкой структурой. Опт. и спектр., 1985, т. 58, вып. 2, с. 276-280.

76. Evseev I.V., Nesterov P.V., Reshetov V.A. The photon echo generated by atoms with non-zero nuclear spin. Opt. Acta, 1985, vol. 32, No. 3, p. 357-369.

77. Yevseyev I.V., Reshetov V.A. On the identification of the resonant transition structure by means of photon echo. Phys. Lett. A, 1984, vol. 106, No. 5/6, p. 243-245.

78. Евсеев И.В., Решетов В.А. Формирование прямого и обращенного эха атомами с отличным от нуля спином ядра. Опт. и спектр., 1985, т. 59, вып. 2, с. 265-270.

79. Евсеев И.В., Ермаченко В.М., Решетов В.А. Об особенностях поляризационных свойств МСФ эха в парах иттербия. Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, вып. 4, с. 132-133.

80. Евсеев И.В., Ермаченко В.М., Решетов В.А. Новый метод измерения времен релаксации населенности, ориентации и выстраивания. Препринт/ МИФИ, 011-84. М., 1984, 23 с.

81. Евсеев И.В., Цикунов В.Н. Теория стимулированного фотонного эха в парах иттербия. Опт. и спектр., 1985, т. 59, вып. 6, с. 1372-1373.

82. Yevseyev I.V., Yermachenko V.M., Reshetov V.A. The modified stimulated photon echo as a new method for measuring population, orientation and alignment relaxation times. J. Phys. B, 1986, vol. 19, No. 2, p. 185-193.

83. Евсеев И.В., Цикунов В.Н. Теория модифицированного стимулированного фотонного эха в парах иттербия при наличии продольного магнитного поля. ДАН СССР, 1986, т. 288, № 4, с. 857-861.

84. Yevseyev I.V., Tsikunov V.N. Formation of stimulated photon echo in ytterbium vapours in a longitudinal magnetic field. Phys. Lett. A, 1985, vol. 112, No. 3, p. 331-334.

85. Евсеев И.В., Решетов В.А. Фотонное эхо, сформированное на резонансных уровнях со сверхтонкой структурой при произвольных площадях возбуждающих импульсов. Опт. и спектр., 1986, т. 60, вып. 5, с. 1002-1007.

86. Евсеев И.В., Решетов В.А. Четырехуровневое стимулированное фотонное эхо. Опт. и спектр., 1986, т. 61, вып. 5, с. 1053-1057.
87. Евсеев И.В., Ермаченко В.М. Фотонное эхо и его разновидности на атомах с отличным от нуля спином ядра. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1986, т. 50, № 8, с. 1545-1550.
88. Евсеев И.В., Ермаченко В.М., Цикунов В.Н. Об измерении времен релаксации резонансных уровней молекул методом стимулированного фотонного эха. В кн.: Труды VII Всесоюз. симп. по молекулярной спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения. Томск: Изд-во ТФ СО АН СССР, 1986, ч. III, с. 266-270.
89. Евсеев И.В., Решетов В.А. О времени хранения информации с помощью стимулированного фотонного эха. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, вып. 4, с. 160-162.
90. Евсеев И.В., Меньшикова Ю.В., Цикунов В.Н. О возможности измерения релаксационных характеристик мультипольных моментов оптически запрещенных переходов с помощью модифицированного трехуровневого фотонного эха. Опт. и спектр., 1987, т. 63, вып. 1, с. 47-52.
91. Евсеев И.В., Меньшикова Ю.В., Цикунов В.Н. Модифицированное трехуровневое фотонное эхо, сформированное на атомах с отличным от нуля спином ядра. Препринт/МИФИ, 009-87, М., 1987, 24 с.
92. Yevseyev I.V., Reshetov V.A. On the possibility of determination of the orientation relaxation time of the $^2P_{3/2}$ thallium level by means of modified stimulated photon echo. Phys. Lett. A, 1987, vol. 123, No. 2, p. 75-78.
93. Сиразиев А.И., Самарцев В.В. Стимулированное эхо при комбинированном возбуждении многоуровневой системы с неэквидистантным спектром. Опт. и спектр., 1975, т. 39, вып. 4, с. 730-734.
94. Moszberg T., Flusberg A., Kachru R., Hartmann S.R. Total scattering cross section for Na on He measured by stimulated photon echoes. Phys. Rev. Lett., 1979, vol. 42, № 25, p. 1665-1669.
95. Keller J. C., Le Gouët J. L. Stimulated photon echo for collisional study in Yb vapor. Phys. Rev. Lett., 1984, vol. 52, No. 23, p. 2034-2037.

96. Keller J.C., Le Gouët J.L. Stimulated photon echo for angular analysis of elastic and depolarizing Yb^+ -noble-gas collisions. *Phys. Rev. A*, 1985, vol. 32, No. 3, p. 1624-1642.
97. Белоусов И.С., Василенко Л.С., Матвеенко И.Д., Рубцова Н.Н. Исследование деполяризующих столкновений в газе SF_6 методом стимулированного фотонного эха. *Опт. и спектр.*, 1987, т. 63, вып. 1, с. 34-38.
98. Елютин С.О., Захаров С.М., Маныкин Э.А. Теория формирования импульса фотонного (светового) эха. *ЖЭТФ*, 1979, т. 76, вып. 3, с. 835-845.
99. Farnbach S., Proctor W.G. Spin-echo memory device. *J. Appl. Phys.*, 1955, vol. 26, No. 2, p. 170-181.
100. Зуйков В.А., Самарцев В.В., Усманов Р.Г. Корреляция формы сигналов светового эха с формой возбуждающих импульсов. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, вып. 4, с. 293-297.
101. Carlson N.W., Rothberg L.J., Yodh A.G., Babbitt W.R., Mossberg T.W. Storage and time reversal of light pulses using photon echoes. *Opt. Lett.*, 1983, vol. 8, No. 9, p. 483-485.
102. Василенко Л.С., Рубцова Н.Н. Форма сигналов фотонного эха в газе. *Опт. и спектр.*, 1985, т. 59, вып. 1, с. 52-56.