

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

В погоне за "медленным светом"

Е.Б. Александров, В.С. Запасский

Представлен критический обзор экспериментальных работ по наблюдению так называемого "медленного света", реализуемого за счет аномально высокой крутизны дисперсии показателя преломления в условиях электромагнитно-индуцированной прозрачности и когерентных осцилляций населенностей. Показано, что значительное число экспериментальных свидетельств наблюдения "медленного света" не связано с аномально низкой групповой скоростью в среде и находит простое объяснение в рамках традиционных представлений о взаимодействии световых полей с насыщаемым поглотителем.

PACS numbers: 42.25.Bs, 42.50.Gy, 42.50.Md

Содержание

1. Введение (1093).
 2. Из истории групповой скорости света (1093).
 3. "Медленный свет" и цель этой статьи (1094).
 4. Объект исследования — нелинейный поглотитель (1095).
 5. О свойствах насыщаемого поглотителя (1096).
 - 5.1. Временной отклик. 5.2. Частотный отклик. 5.3. Задержка светового импульса. 5.4. Динамика поляризационного отклика. 5.5. Интенсивностные характеристики отклика. 5.6. "Хранение" светоиндуцированной анизотропии. 5.7. Интерференционно-поляризационные парадоксы. 5.8. Насыщаемый поглотитель во вращающейся системе координат. 5.9. О спектрах интенсивности. 5.10. Пространственный аспект
 6. Обсуждение и заключительные замечания (1100).
- Список литературы (1102).

1. Введение

В последнее десятилетие весьма популярной стала тема "медленного" и "быстрого" света — светового импульса, распространяющегося в среде со сверхнизкой, или со сверхсветовой, или даже с "отрицательной" групповой скоростью. Острый интерес к этой теме связан не столько с самой возможностью управляемого изменения груп-

повой скорости света в среде, сколько с гигантским масштабом этих изменений (семь порядков величины и более) и с объявленными широкими перспективами применения "медленного света" в устройствах телекоммуникаций и оптических вычислений. В результате в конце 1990-х годов "медленный свет" фактически выделился в отдельное направление физической оптики. Этим проблемам посвящено несколько сотен публикаций, они обсуждаются на специальных тематических конференциях и семинарах, а сенсационный характер заявляемых достижений (включая наблюдение эффектов "остановки" и "хранения" света) сделал эту тему популярной не только в научной литературе, но и в средствах массовой информации.

Одновременно с возрастанием потока публикаций по теме "медленного света" происходило явное снижение их качества. Феноменологическая простота проявлений "медленного света" позволяла наблюдать похожие эффекты в относительно простых экспериментальных условиях и приписывать их "замедлению" и "остановке" света без достаточных на то оснований.

В настоящей статье мы приводим критический анализ работ по "медленному свету" и демонстрируем несостоятельность значительного числа аргументов, выдвигаемых для доказательства факта драматического изменения групповой скорости света.

2. Из истории групповой скорости света

Сама по себе тема замедления света в среде имеет давнюю историю, восходя к *Оптике* Ньютона. В начале прошлого века внимание к проблеме скорости света в среде было привлечено вновь в связи с созданием специальной теории относительности (СТО), ограничившей своим вторым постулатом скорость передачи информации скоростью света в вакууме c . Вопросы распространения электромагнитного излучения в реальных средах изучались в начале XX в. классиками физической оптики. Упомянем здесь только А. Зоммерфельда и его ученика Л. Бриллюэна, подытожившего результаты

Е.Б. Александров. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Российская Федерация
Тел. (812) 328-24-92. Факс (812) 328-21-33
E-mail: ealexandrov@bk.ru; ealex@online.ru
В.С. Запасский. Санкт-Петербургский государственный университет, Институт физики им. В.А. Фока
198504 Санкт-Петербург, Петродворец, Российская Федерация
Тел. (812) 428-45-66. Факс (812) 428-72-40
E-mail: zap@vz4943.spb.edu

Статья поступила 26 января 2006 г.,
после доработки 16 февраля 2006 г.

этих исследований в монографии [1]. В дальнейшем скорость распространения света в среде привлекала внимание исследователей главным образом в случаях ее сильного отличия от скорости света в вакууме. Сорок лет назад о наблюдении "сверхсветовой" групповой скорости света было заявлено в работе [2], где исследовалось распространение светового импульса в усиливающей среде в условиях нелинейности, связанной с насыщением усиления среды под действием этого импульса. В таких условиях форма импульса изменялась по мере его распространения в среде и его максимум смещался вперед со временем. Определяя групповую скорость как скорость перемещения максимума импульса, авторы [2] заявляли о наблюдаемом девятикратном превышении скорости света в вакууме. Это явление представляло собой, по сути, инвертированный эффект задержки светового импульса в насыщаемом поглотителе (см., например, [3]), и не вызывало принципиального интереса¹.

Новый всплеск внимания к этой теме был связан с *линейным* распространением оптических импульсов, спектр которых попадает в область резкого изменения дисперсии показателя преломления среды. В этом случае в стандартном выражении для групповой скорости света

$$V_g = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}, \quad (1)$$

дисперсионный член начинает играть доминирующую роль. В результате движение светового импульса в среде замедляется не столько вследствие отличия ее показателя преломления n от единицы (ресурсы такого замедления весьма ограничены), сколько благодаря крутой зависимости показателя преломления от частоты ω . Этот дисперсионный вклад оказывает влияние только на групповую скорость света, не изменяя его фазовой скорости, определяемой величиной n .

Следует отметить, что вопрос определения групповой скорости света часто вызывает дискуссии. Понятие групповой скорости, введенное в [1], является вполне оправданным для бигармонического излучения — определяясь как скорость перемещения огибающей биений. Такое, достаточно абстрактное поле представляет, очевидно, ограниченный интерес для прикладных задач. Применительно к световому импульсу со сплошным спектром вопрос о групповой скорости усложняется, поскольку по мере распространения через среду с дисперсией импульс изменяет свою форму и количественная оценка величины его перемещения в пространстве становится неоднозначной. В дальнейшем мы будем понимать групповую скорость света в смысле формулы (1), которая для прозрачной среды совпадает со скоростью перемещения максимума импульса, а в некоторых приближениях и со скоростью перемещения импульса в целом. Известно, например, что если спектр импульса ущемляется в области линейной дисперсии показателя преломления, то исходный импульс гауссовой формы, распространяясь через среду, практически сохраняет свою форму (см., например, [5]) при условии, что

поглощение (усиление) среды мало изменяется на спектральной ширине импульса (см. также эксперимент [6]).

Итак, групповая скорость в смысле формулы (1) — это скорость перемещения максимума импульса, но отсюда не следует, что справедливо и обратное, т.е., что скорость перемещения максимума импульса — это всегда и есть групповая скорость света. Определение (1) применимо лишь к *прозрачной, линейной и стационарной среде*, свойства которой не изменяются при распространении импульса через среду ни в результате действия внешних возмущений, ни в результате самовоздействия светового импульса (т.е. среда подразумевается *линейной* по отношению к пробному импульсу, групповая скорость которого измеряется). В поглощающих, нелинейных и нестационарных средах могут действовать совершенно иные механизмы смещения максимума импульса (типа временного виньетирования), не имеющие отношения к дисперсии среды и не описываемые формулой (1). На наш взгляд, задержки такого рода нельзя связывать с групповой скоростью света в общепринятом понимании этого термина.

3. "Медленный свет" и цель этой статьи

Однако настоящий бум работ по наблюдению аномалий групповой скорости света, или по теме "медленного света"² был вызван реализацией эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности [7], который позволил сочетать два ранее несовместимых свойства среды — высокую крутизну дисперсии и прозрачность. Как правило, эффект наблюдается в средах с энергетической диаграммой типа Λ -схемы (рис.1), где с помощью двух электромагнитных полей ω_c и ω_p индуцируются переходы между двумя обычно близкими подуровнями основного состояния ($|1\rangle$ и $|2\rangle$) и третьим общим возбужденным уровнем $|3\rangle$. Такого рода возбуждение способно индуцировать когерентность нижних состояний. Если частота ω_c одного (обычно более сильного) поля фикси-

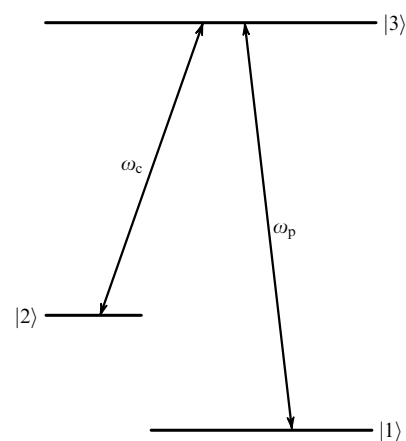


Рис. 1. Модельная трехуровневая схема для наблюдения эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности (Λ -схема).

¹ Заметим, что авторы ни этой, ни многих последующих работ, содержащих сообщения о сверхсветовой скорости распространения импульса, не претендовали на опровержение СТО (см., например, недавний обзор [4]).

² В дальнейшем для краткости под "медленным светом" мы будем понимать весь пакет явлений, связанных с изменением групповой скорости света в результате крутой дисперсии показателя преломления, т.е. "медленный свет", "быстрый свет" и свет с "отрицательной" групповой скоростью.

рована, а частота ω_p другого (пробного) поля сканируется, то в точке двухфотонного резонанса обнаруживается провал поглощения ("окно прозрачности"), соответствующий деструктивному типу квантовой интерференции переходов в возбужденное состояние по двум альтернативным маршрутам. Этому провалу, согласно соотношениям Крамерса–Кронига, должен соответствовать участок крутой дисперсии показателя преломления. Эта крутизна может быть чрезвычайно высокой вследствие узости резонанса когерентности подуровней основного состояния. В таких условиях удается продемонстрировать аномально высокое замедление света в среде [8–10]. Самые впечатляющие результаты — снижение групповой скорости света более чем на семь порядков величины (!) — были получены на атомах натрия при сверхнизких температурах, вблизи точки бозе-эйнштейновской конденсации [11, 12].

В последующих работах круг механизмов получения "медленного света" расширился, эксперименты стали проводиться, как правило, в более доступных условиях, а к анализу экспериментальных результатов авторы этих работ стали подходить, на наш взгляд, недостаточно критично, объясняя любую видимую задержку светового импульса в среде его низкой групповой скоростью. Критика некоторых явно ошибочных работ этого направления содержится в публикациях [13–15]. Однако суть, по нашему мнению, состоит не в ошибочности отдельных работ, а в неадекватности принятой в них логики доказательств. В результате сложилась ситуация, когда достоверность выводов значительного числа работ по "медленному свету" вызывает серьезные сомнения.

В настоящей статье мы рассматриваем некоторые эффекты *некогерентной* нелинейной оптики, феноменологически подобные эффектам "медленного света", которые должны неизбежно наблюдаться в медленно релаксирующих средах с нелинейным поглощением, но которые не имеют к "медленному свету" никакого отношения. Мы обращаем внимание на ряд общепринятых доказательств "замедления" и "остановки" света, которые таковыми не являются. Мы также обсуждаем некоторые специфические особенности эффектов "медленного света", позволяющие экспериментально отличить их от эффектов "медленной среды", универсально наблюдаемых в резонансных средах с насыщаемым поглощением.

Поскольку вопросы интерпретации экспериментальных наблюдений, которым посвящена статья, носят концептуальный характер, а эффекты некогерентной нелинейной оптики, мимикрирующие под "медленный свет", хорошо известны и неоднократно описаны в литературе, мы сочли возможным ограничиться качественным уровнем их рассмотрения, не воспроизводя известные теоретические построения (которое при желании можно найти в приводимых здесь ссылках).

4. Объект исследования — нелинейный поглотитель

Самые простые (и хронологически самые первые из обнаруженных) эффекты нелинейной оптики связаны с резонансным возмущением населенностей квантовых состояний (эффекты насыщения) [16]. При достаточно больших временах релаксации населенностей такие *неко-*

герентные нелинейные эффекты могут в принципе наблюдаться при сколь угодно малых значениях интенсивности света. Обратной стороной высокой нелинейности таких "медленных" систем является определенная заторможенность их оптического отклика и тем самым их ограниченная применимость в современных широкополосных устройствах оптической обработки информации. В целом эти эффекты справедливо считаются известными и хорошо изученными, и, возможно, по этой причине им не всегда уделяется достаточное внимание.

Как известно, эффекты насыщения в своей простейшей форме проявляются в случаях, когда длительность взаимодействия света с нелинейной средой существенно превышает время поперечной (фазовой) релаксации возбуждаемых осцилляторов, а скорость светоиндуцированных переходов начинает превосходить скорость релаксации актуальных населенностей. В этом случае изменяются населенности системы и, как следствие, изменяется поглощение среды. Чаще всего с увеличением интенсивности света поглощение уменьшается (среда просветляется). Но существуют и обратные ситуации, когда поглощение возрастает с увеличением интенсивности света. Соответствующие нелинейные поглотители называют *инвертированными*. Для практических приложений (главным образом в лазерной технике) в качестве насыщаемых поглотителей используют самые разнообразные оптические среды — растворы красителей, активированные кристаллы и стекла, диэлектрики с полупроводниковыми нанокристаллами и пр. Типичный "медленный" насыщаемый поглотитель — это кристалл рубина, в котором когерентность возбуждения в синезеленой области спектра быстро разрушается релаксацией из возбужденного состояния иона Cr^{3+} к его метастабильному уровню, который и обеспечивает заторможенность оптического отклика кристалла.

Однако наиболее совершенные модели насыщаемых поглотителей реализуются оптически накачиваемыми атомами щелочных металлов, которые также характеризуются достаточно большими временами продольной релаксации, но обладают еще одним важным свойством: в отсутствие внешнего магнитного поля их анизотропия определяется исключительно анизотропией действующего излучения (см., например, [17]). В результате в поляризованном свете эти системы реализуют *поляризационные* насыщаемые поглотители, отличающиеся от обычных насыщаемых поглотителей дополнительными степенями свободы — поляризацией падающего света и анизотропией среды, которые значительно обогащают круг явлений, наблюдаемых в условиях оптической накачки.

Остановимся более подробно на свойствах таких "медленных" насыщаемых поглотителей, которые и служат основным объектом экспериментов по "медленному свету". Мы рассмотрим те эффекты, которые должны стандартным образом наблюдаться в "медленных" нелинейных поглотителях безотносительно к спектральным особенностям дисперсии среды и изменениям групповой скорости света. Все перечисленные ниже эффекты, по сути, являются комбинациями элементарных свойств насыщаемого поглотителя и не содержат ничего принципиально нового. Тем не менее именно они часто приписываются проявлениям "медленного" света.

5. О свойствах насыщаемого поглотителя

Итак, что следует ожидать от насыщаемого поглотителя в условиях оптического возбуждения, характерного для опытов по "медленному свету", и что нового обнаружилось в этих опытах?

5.1. Временной отклик

Самое простое свойство нелинейного поглотителя связано с динамикой его отклика на изменение интенсивности падающего света. При ступенчатом изменении интенсивности на входе, интенсивность света на выходе, очевидно, испытывает скачок, отражающий линейное пропускание света, и экспоненциальный рост (или экспоненциальное падение для инвертированного поглотителя), отражающий процесс установления стационарных населенностей системы (рис. 2).

Экспериментальные зависимости такого типа приведены, например, в работе [18], где причины искажения формы пробного импульса приписываются влиянию крутой дисперсии среды в области резонансов электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) и электромагнитно-индуцированного поглощения. Такие временные зависимости в чистом виде как не представляющие интереса приводятся в работах по "медленному свету" довольно редко. Мы упоминаем об этом типе отклика лишь для полноты картины и для перехода к рассмотрению другого, более важного типа отклика.

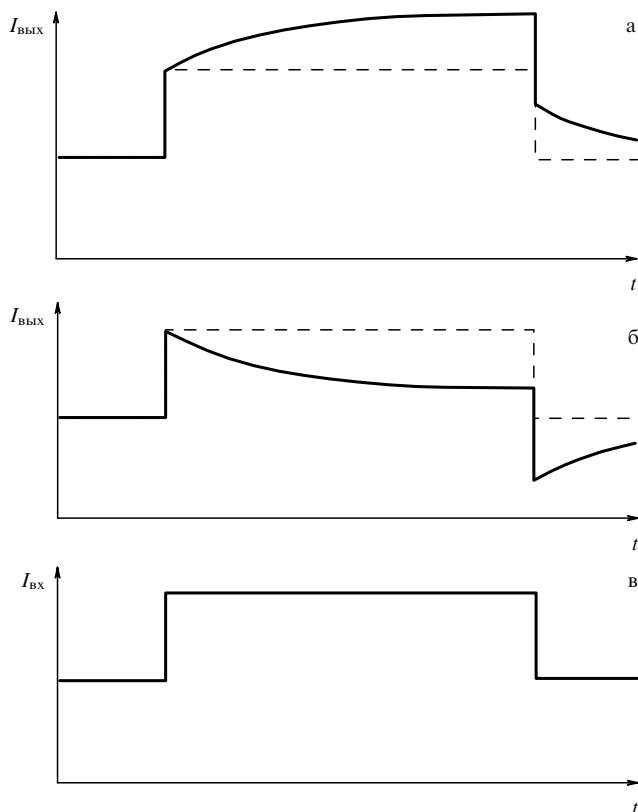


Рис. 2. Схематичное изображение временных зависимостей интенсивности света на выходе обычного (а) и инвертированного (б) насыщаемого поглотителя при ступенчатом изменении интенсивности на входе (в).

5.2. Частотный отклик

Фурье-преобразование приведенных временных зависимостей дает их частотное представление, которое может быть легко получено экспериментально путем измерения частотной зависимости амплитуды и фазы модуляции светового пучка, пропущенного через насыщаемый поглотитель. На рисунке 3 показан вид такого рода зависимостей для просветляемого поглотителя. Как и должно быть, в частотной зависимости отклика обнаруживается особенность в области низких частот, сопоставимых с обратным временем τ релаксации населенностей поглотителя. Абсолютная временная задержка сигнала модуляции интенсивности $\Delta t(\omega)$, как видно из рисунка, максимальна в области предельно низких частот, а относительная (т.е. фазовая) задержка $\varphi(\omega)$ достигает максимума в области частот $\omega \sim 1/\tau$ и при этом составляет лишь малую долю периода.

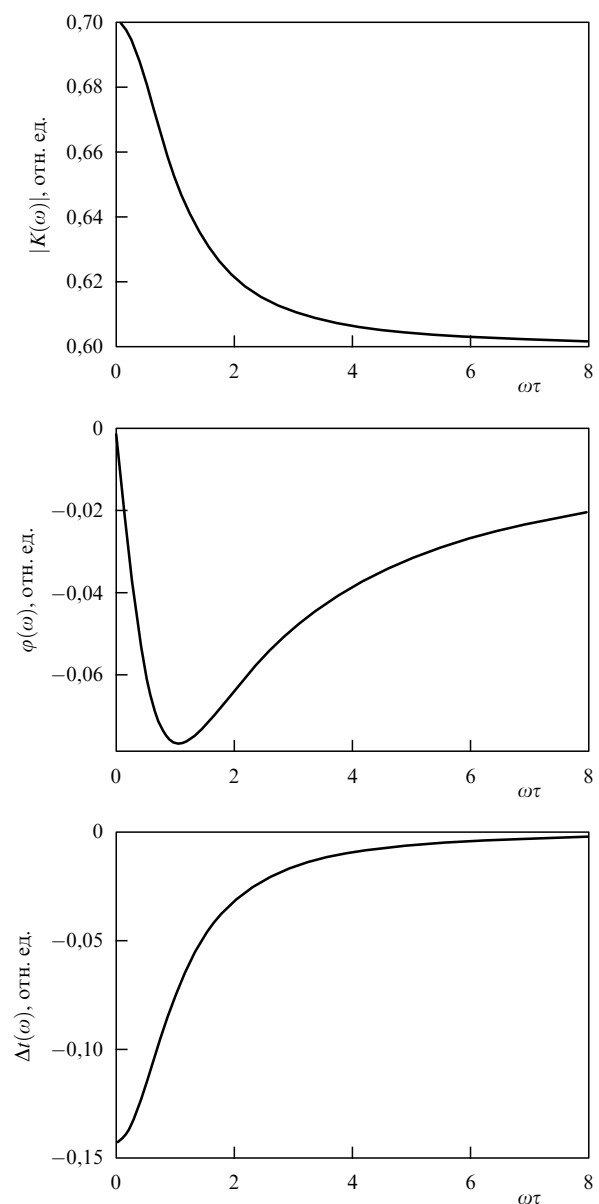


Рис. 3. Характерные зависимости амплитуды $|K(\omega)|$, фазы $\varphi(\omega)$ и временной задержки $\Delta t(\omega)$ осцилляций интенсивности светового пучка, прошедшего через насыщаемый (просветляемый) поглотитель.

В работах [19–24] эти простые свойства нелинейных поглотителей (кристаллов с парамагнитными примесями) были проинтерпретированы в рамках представлений о снижении групповой скорости света якобы вследствие выжигания спектрального провала в условиях когерентных осцилляций населенностей. Полное согласие полученных в этих работах экспериментальных данных с предсказаниями простой модели насыщаемого поглотителя было показано в публикациях [15, 25]. Там же можно найти более подробную аргументированную критику работ [19–24], которую мы здесь опускаем. Такая противоестественная интерпретация эффектов задержанного фотоотклика насыщаемого поглотителя получила дальнейшее развитие в работе [26], где в качестве объекта исследований использовалась полимерная пленка с молекулами бактериородопсина.

5.3. Задержка светового импульса

В процессе распространения светового импульса через нелинейный поглотитель поглощение среды в общем случае изменяется, что приводит не только к изменению амплитуды импульса, но и к искажению его формы. Если импульс имеет гладкую форму и его длительность сопоставима со временем релаксации τ или больше него, то изменение формы импульса оказывается малым и в первом приближении сводится к чистому сдвигу во времени. При этом знак задержки положительный для обычного просветляемого поглотителя и отрицательный для инвертированного поглотителя. Этот эффект был изучен еще в 1960-е годы (см., например, [3, 27]). К этой же категории эффектов относится уже упоминавшийся эффект кажущегося увеличения групповой скорости света в "насыщаемом усилителе" [2, 28], где, как и в инвертированном поглотителе, искажение импульса выражается в основном в изменении его переднего фронта. На рисунке 4 показаны расчетные кривые, иллюстрирующие "задержку" импульса для случая обычного (рис. 4а) и инвертированного (рис. 4б) погло-

тителя при различных соотношениях между длительностью импульса δ и временем релаксации τ [15]. Заметим, что иллюзия задержки импульса возникает здесь благодаря амплитудной нормировке. В отсутствие нормировки выходящий импульс на этом рисунке всегда содержался бы *внутри* падающего. Очевидно, что в этом случае "задержка" светового импульса в нелинейном поглотителе не связана с дисперсией показателя преломления среды, а обусловлена ее светоиндуцированной нестационарностью и, по сути, не является задержкой как таковой. В упоминавшихся в разделе 5.2 работах по выжиганию провала в условиях когерентных осцилляций населенностей эта задержка светового импульса без всякой дополнительной аргументации была приписана "медленному свету" (см., например, [21, 26]).

5.4. Динамика поляризационного отклика

Под действием резонансного поляризованного излучения поляризационный насыщаемый поглотитель, о котором упоминалось в разделе 5.3, становится дихроичным. В соответствии с общими законами симметрии (принцип Неймана) тип светоиндуцированного дихроизма (линейный, циркулярный или эллиптический) соответствует поляризации действующего света. Такими свойствами, как известно, обладают, в частности, оптически накачиваемые атомные системы в нулевом магнитном поле, поддающиеся и ориентации, и выстраиванию (этот факт недавно был продемонстрирован еще раз в работе [29]). В случае просветляемого поглотителя светоиндуцированный дихроизм среды соответствует ее просветлению в поляризации действующего света. При изменении поляризации падающего света анизотропия нелинейной среды и поляризация света на ее выходе отслеживают эти изменения с некоторой временной задержкой, определяемой собственными релаксационными константами поглотителя (подробнее см. [14]).

Импульс поляризационной модуляции можно формально реализовать подмешиванием к поляризован-

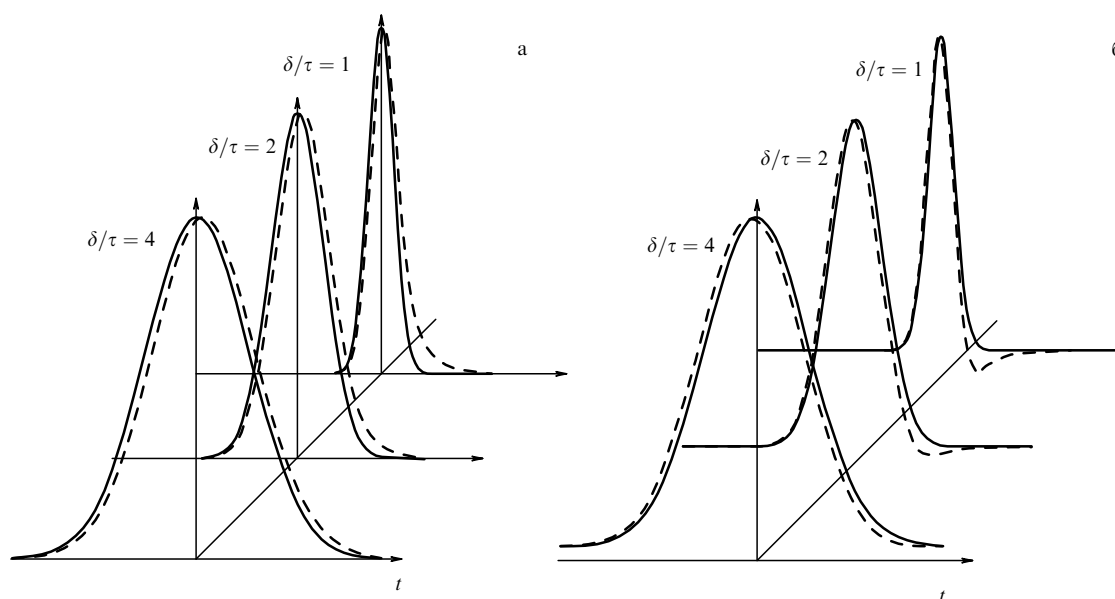


Рис. 4. Нормированные импульсы гауссовой формы $I(t) \sim \exp[-(t/\delta)^2]$, распространяющиеся через обычный (а) и инвертированный (б) насыщаемый поглотитель при различных значениях, указанных на рисунке, отношения δ/τ длительности импульса δ ко времени релаксации поглотителя τ . Сплошные кривые — импульсы на входе, штриховые — на выходе [15].

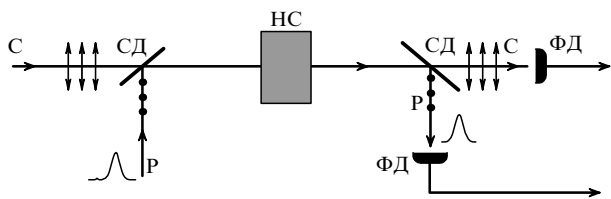


Рис. 5. Популярная в опытах по "медленному свету" конфигурация "накачка-зонд" с когерентными ортогонально поляризованными пучками от одного источника ("вырожденная" Λ -схема). С — накачивающий (или связывающий) пучок, Р — пробный пучок, НС — нелинейная среда, СД — поляризационный светоделитель, ФД — фотодетектор.

ному пучку ортогонально поляризованной составляющей (что на практике осуществляют путем фазового сдвига компонент в одном пучке с помощью поляризационных модуляторов типа ячейки Погкельса). Поляризационную динамику импульса на выходе из среды также можно отследить, регистрируя эту ортогональную составляющую выходного пучка (рис. 5).

На рисунке 6 показано, как выглядит слабый импульс ортогональной составляющей на выходе из насыщаемого (просветляемого) поглотителя для некоторых соотношений между длительностью импульса δ и временем релаксации τ . Как видно из рисунка, с увеличением длительности импульса (как и при чисто интенсивностной модуляции света, см. раздел 5.2) искажение его формы на выходе из среды уменьшается, постепенно приближаясь к чистому сдвигу. Для просветляемого поляризационного поглотителя этот сдвиг положителен (задержка), а для инвертированного поглотителя — отрицателен (опережение). В такой постановке опыта, однако, в отличие от случая простой "одноканальной" схемы, описанной в разделе 5.2, наблюдаемая задержка одной поляризационной компоненты, как видно из сравнения рис. 4 и 6, может быть достаточно большой. Кроме того, в этом случае задержка является не кажущейся, а реальной, в том смысле, что сигнал на выходе может наблюдаться и после прекращения действия сигнала на входе (благодаря постоянному присутствию исходной поляризационной составляющей, преобразуемой возмущенной нелинейной средой).

Природа описанной задержки поляризационного импульса в "медленном" нелинейном поглотителе, очевидно, отражает лишь заторможенность динамики

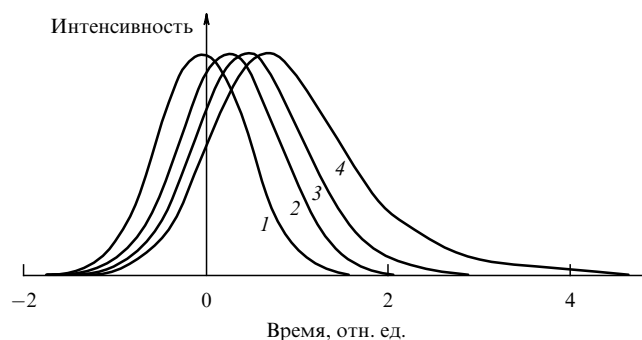


Рис. 6. Форма "пробного" импульса (схемы рис. 5) на входе в среду (кривая 1) и на выходе из среды при различных соотношениях между шириной импульса δ и временем τ релаксации поглотителя: $\tau = \delta/2$ (кривая 2), $\tau = \delta$ (кривая 3) и $\tau = 2\delta$ (кривая 4) [15].

среды и не имеет отношения к изменению групповой скорости света в смысле формулы (1). Однако в работах по "медленному свету" такого рода задержки принято рассматривать как "групповые" (см., например, [30, 31]). Заметим также, что описанная выше схема подмешивания ортогональной поляризационной компоненты и выделения ее на выходе (см. рис. 5) позволяет следить за поляризационной динамикой света на выходе из поглотителя, но ни в коем случае не позволяет говорить о зондировании среды этой поляризационной компонентой (сколь бы слаба она ни была), поскольку под действием поляризационного импульса характер анизотропии поглотителя изменяется во времени и исходные поляризационные компоненты перестают быть независимыми нормальными модами. Поэтому задержка импульса одной из поляризационных компонент в такой постановке эксперимента не может объясняться низкой групповой скоростью еще и потому, что понятие скорости для компоненты, не являющейся нормальной волной анизотропной среды, вообще не может быть введено [32].

5.5. Интенсивностные характеристики отклика

При малых значениях интенсивности света скорость релаксации насыщаемого поглотителя (экспоненциальные участки зависимостей на рис. 2) от интенсивности не зависят, определяясь временем темновой релаксации населенностей T_1 . С увеличением интенсивности эффективная скорость релаксации населенностей τ^{-1} , определяемая суммой скоростей темновых и светоиндуцированных процессов, возрастает по линейному закону (см., например, [16]), а время задержки импульса или осцилляций интенсивности света (на достаточно низких частотах, см. раздел 5.3) соответственно спадает по гиперболическому закону. Поэтому зависимость, приведенная на рис. 7, демонстрирует стандартные свойства насыщаемого поглотителя и сама по себе не может служить подтверждением справедливости модели "медленного света", как это представлено в работе [33].

5.6. "Хранение" светоиндуцированной анизотропии

Факт *реального* запаздывания поляризационного импульса на выходе из нелинейного поглотителя относительно импульса на входе означает, в частности, что наведенный поляризационным импульсом вклад в ани-

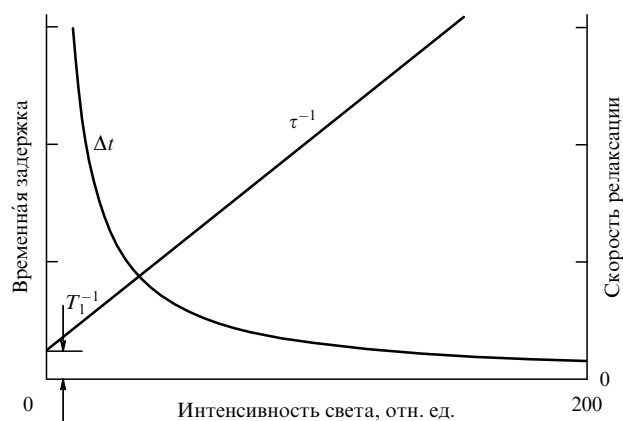


Рис. 7. Стандартная зависимость времени задержки импульса (или осцилляций интенсивности) на выходе нелинейного поглотителя и скорости релаксации поглощения от интенсивности света.

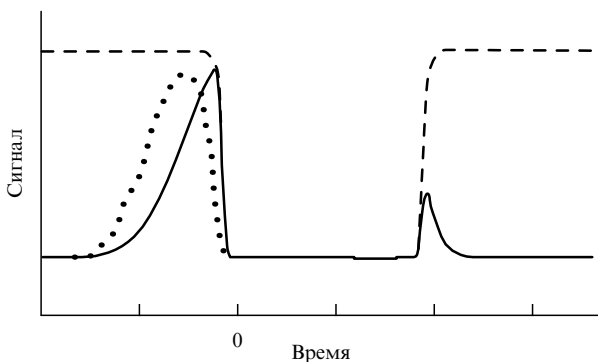


Рис. 8. Обычный вид временной зависимости интенсивности "пробного" света (сплошная кривая) при демонстрации "остановки света" в схеме, изображенной на рис. 5. Пунктирная кривая — интенсивность "пробного" пучка на входе, штриховая кривая — интенсивность пучка накачки на входе.

зотропию среды продолжает существовать какое-то время после окончания импульса. Время это, очевидно, определяется релаксационными параметрами среды, которые, как уже отмечалось в разделе 5.5, зависят от интенсивности света. Поэтому, выключив световой пучок сразу после завершения поляризационного импульса, мы можем в определенной степени "заморозить" остаточную анизотропию, внесенную поляризационным импульсом, и сохранить ее на время *темновой* релаксации T_1 , которое может быть достаточно большим. Если после такой темновой паузы вновь включить исходный световой пучок, то, с точностью до релаксации за время паузы, мы воспроизведем ситуацию, существовавшую на момент выключения света. То есть световой пучок продолжит "считывание" анизотропии среды, наведенной поляризационным импульсом, и на выходе из среды мы зарегистрируем "хвост" этого процесса (рис. 8). Зависимость скорости релаксации от интенсивности света, очевидно, проявится в том, что длительность этого "хвоста" будет зависеть от интенсивности пучка накачки (см., например, [34]). Это естественное проявление релаксационных свойств поляризационного нелинейного поглотителя можно понимать как эффект поляризационной памяти, но, на наш взгляд, нет никаких оснований рассматривать его как "остановку света", как это делается во многих работах по "медленному свету", где используется *вырожденная* Λ -схема (см., например, [30, 31, 35–37], подробнее см. [13, 14]).

5.7. Интерференционно-поляризационные парадоксы

Вернемся к изображенной на рис. 5 поляризационной схеме, в которой проходящий через нелинейный поглотитель поляризованный свет формируется из двух взаимно когерентных ортогонально-поляризованных составляющих, а на выходе из среды анализируется в том же базисе. Пусть для определенности эти компоненты являются линейно поляризованными и синфазными, так что, складываясь в среде, они образуют свет с линейной поляризацией. Рассмотрим случай, когда, как и при наблюдении эффекта ЭИП, один из пучков (пучок накачки или "связывающий" пучок) является сильным, а второй (пробный) — слабым. Тогда мы приходим к эффекту, который, на первый взгляд, может показаться парадоксальным и который широко эксплуатируется в работах по "медленному свету".

Под действием одного лишь сильного пучка накачки среда просветляется, и пучок проходит исключительно по своему поляризационному каналу (С–С). Слабый пробный пучок в отсутствие пучка накачки также идет по своему каналу (Р–Р), но, будучи не в состоянии просветлить среду, испытывает сильное поглощение, и на выходе оказывается крайне слабым. Если же мы измерим пропускание пробного света *в присутствии* пучка накачки, то обнаружим, что система стала для него прозрачной. То есть в такой постановке опыта просветление среды в одной поляризации делает ее прозрачной для сколь угодно слабого пробного пучка с ортогональной поляризацией. Парадоксальность этого результата состоит в том, что пробный пучок, казалось бы, является *нормальной* волной для среды, анизотропия которой сформирована пучком с ортогональной поляризацией, и может ее *зондировать* по всем законам поляризационной оптики.

Никаких загадок здесь, разумеется, нет. С одной стороны, это простая комбинация эффекта нелинейного поглощения и эффекта интерференции поляризованных лучей. Если проследить за *амплитудами* двух полей (именно это и необходимо делать при анализе эффектов интерференции), то мы увидим, что добавление составляющей слабого пробного поля приводит к малому повороту плоскости поляризации действующего пучка. Вследствие большой интенсивности этого пучка ось анизотропии (дихроизма) среды немедленно отслеживает этот поворот, и среда остается полностью прозрачной для новой поляризации накачки. В результате пучок (как и каждая из его компонент) проходит через среду без ослабления. С другой стороны, — это определенная игра слов: мы молчаливо подразумеваем, что слабый пробный пучок *зондирует* среду, что, как уже отмечалось выше, неверно (для того чтобы действительно прозондировать среду этим пробным светом, достаточно выключить пучок накачки; мы убедимся, что среда непрозрачна). И, наконец, можно сказать, что это действительно эффект электромагнитно-индуцированной прозрачности или то, во что он переходит в вырожденной Λ -схеме. Однако, если при различии частот двух пучков в невырожденной Λ -схеме, когда время измерения много больше периода биений, схема рис. 5 корректна и пробный пучок, совпадающий с нормальной волной среды, действительно способен ее *зондировать*, то при равенстве частот такой подход физически неправомерен. Поэтому в вырожденной поляризационной Λ -схеме понятия пробного пучка и пучка накачки являются некорректными. Эти соображения относятся ко всем работам по "медленному свету", в которых используется популярная вырожденная схема, описанная в работе [30].

5.8. Насыщаемый поглотитель во вращающейся системе координат

Мы уже говорили о том, что хорошей моделью насыщаемого поглотителя служат оптически накачиваемые атомы в нулевом магнитном поле. Насыщение поглощения системы соответствует при этом в зависимости от поляризации света или ее ориентации, или ее выстраиванию, или их комбинации. При включении внешнего магнитного поля светоиндуцированному упорядочению моментов атомов начинает противодействовать их прецессия. Однако, как известно (см., например, [17]), модулируя интенсивность света (или его поляризацию)

на частоте прецессии, можно осуществить ориентацию (выстраивание) *во вращающейся системе координат*. Сделав такой шаг, мы приходим к многочисленным эффектам квантовой и нелинейной оптики, описываемых в терминах когерентного пленения населенностей, двойного радио-оптического резонанса, резонансов биеений, интерференции квантовых состояний, стимулированного комбинационного рассеяния, электромагнитно-индуцированной прозрачности, "темного" поляритона и др. (см., например, монографию [38]). Эффект ЭИП чаще всего реализуется на трехуровневой Λ -схеме с относительно малым расстоянием между двумя нижними уровнями, сформированными зеемановским или сверхтонким взаимодействием (см. рис. 1). Для наблюдения эффекта ЭИП в одном из плеч Λ -схемы (с опустошенным нижним уровнем) действует сильный пучок накачки, а во втором — слабый (пробный) свет. На импульсе этого слабого света и наблюдается эффект снижения групповой скорости. Для наблюдения эффекта разность частот двух пучков должна точно соответствовать частоте перехода между двумя нижними уровнями $|1\rangle$ и $|2\rangle$. "Точно" здесь означает с точностью до ширины этого перехода, которая определяет спектральную ширину окна прозрачности и может быть чрезвычайно малой. Ввиду узости окна прозрачности делается вывод, что ход дисперсии среды на частоте пробного пучка (при резонансе) может быть чрезвычайно крутым, а групповая скорость (в силу *нормального* хода этой дисперсии) — чрезвычайно малой.

В экспериментах по "медленному свету", однако, часто используются фазово-коррелированные световые пучки, полученные либо частотным сдвигом компонент одного лазерного источника, либо путем фазовой стабилизации их разностной частоты. В таких условиях факт наблюдения резонанса ЭИП при сканировании *разности частот* между пучками (т.е. факт наблюдения резонанса в пространстве частот перехода $|1\rangle - |2\rangle$) не означает наличия столь же узкого резонанса в *оптической* области спектра вблизи резонанса $|1\rangle - |3\rangle$. Более того, в случае, когда ширина спектра лазерного источника много больше ширины резонанса ЭИП (что часто и имеет место), такой узкий резонанс в оптической области спектра в принципе не может существовать. Иначе говоря, в этих условиях нелинейная среда фактически *зондируется* полем разностной частоты, высокая монохроматичность которого определяет узость аппаратной функции такой спектроскопической техники в соответствующем диапазоне частот.

Это обстоятельство обычно упускается из вида при теоретическом анализе эффекта ЭИП в терминах монохроматических волн, когда разница между сканированием одной из частот и сканированием разностной частоты исчезает и вопрос о фазовой преемственности пучков теряет смысл. В то же время это обстоятельство, на наш взгляд, является чрезвычайно важным при интерпретации экспериментов по "медленному свету", поскольку в значительном числе подобных работ узкие резонансы эффектов ЭИП и когерентных осцилляций населенностей обычно наблюдаются в условиях сканирования разностной частоты. В таком случае заключение об узком резонансе в оптическом спектре может быть сделано только при наличии достоверных сведений о значениях спектральной ширины световых пучков. Это замечание относится и к большинству работ по "выжи-

ганию провала" в условиях когерентных осцилляций населенностей [19–24, 26], и к ряду работ по снижению групповой скорости в условиях ЭИП [18, 33, 39, 40].

5.9. О спектрах интенсивности

Мы уже говорили о том, что искажение гладкого светового импульса насыщенным поглотителем сводится практически к чистой задержке, когда его длительность превосходит время релаксации населенностей. Похожее требование, переформулированное в терминах частот, предъявляется к пробному импульсу "медленного света" в эффекте ЭИП или когерентных осцилляций населенностей, где спектр импульса должен помещаться в узкое окно прозрачности. Разница состоит в том, что в первом случае речь идет не о спектре оптического сигнала, а о *спектре его интенсивности* (амплитуда которого на оптической частоте обращается в нуль). *Спектр интенсивности* оптического импульса действительно может быть сужен путем изменения его длительности, но использовать длительность импульса для управления его оптическим спектром можно только применительно к спектрально-ограниченным импульсам. Этот факт не всегда принимается во внимание, и контроль спектральной ширины оптического импульса часто ограничивается контролем спектра его интенсивности (см., например, [18]).

5.10. Пространственный аспект

При использовании газообразных нелинейных сред с движущимися элементарными носителями оптической нелинейности (каковыми являются атомы в условиях оптической накачки) наведенная световым пучком анизотропия способна выходить за геометрические пределы пучка, в той или иной степени "расплываясь" по всему занятому объему (кювете). Степень этого расплывания, очевидно, зависит от соотношения между релаксационными и диффузионными параметрами атомной среды. В частности, в так называемых "вакуумных" кюветах (не содержащих буферного газа) с парафиновыми покрытиями узкий световой пучок диаметром в несколько миллиметров способен практически полностью ориентировать (или выстроить) атомы в кювете размером в несколько сантиметров. Наведенная таким образом анизотропия (или когерентность) может успешно регистрироваться пробным пучком, проходящим через любую область кюветы. В кюветах с буферными газами этот достаточно очевидный эффект в разных модификациях наблюдался начиная с 1967 г. (см., например, [41–43]). Поэтому трудно согласиться с авторами работы [44], которые, вновь "открывая" этот эффект, рассматривают его как свидетельство "значительного расширения возможностей техники хранения квантовой информации".

6. Обсуждение и заключительные замечания

Итак, мы качественно рассмотрели ряд простых явлений, наблюдающихся в средах с нелинейным поглощением, которые феноменологически близки к некоторым проявлениям "медленного света", но которые не имеют отношения ни к узкому спектральному провалу поглощения, ни к крутой дисперсии показателя преломления, ни к "медленному свету" как таковому. Рассматривая все эти явления в рамках модели насыщенного поглотителя,

мы коснулись и невырожденной Λ -схемы, при переходе к которой (во вращающуюся систему координат) "диагональная" релаксация населенностей преобразуется в релаксацию когерентности, а эффекты *некогерентной* нелинейной оптики (эффекты насыщения), которыми мы пытались ограничить наше обсуждение, преобразуются в эффекты *когерентной* нелинейной оптики. Это, однако, не меняет сути дела. Во всех рассмотренных ситуациях заторможенность отклика среды является результатом ограниченности ее полосы пропускания. В эффектах "медленного света" чрезвычайная узость "окна прозрачности" приводит к такого же рода ограничениям ширины полосы пропускания, что и объясняет феноменологическую близость этих совершенно различных эффектов. Разница состоит в том, что в одном случае эта "узкая" полоса локализована в области оптических частот, а в другом — в области частот значительно более низких (в частности нулевых). Однако при регистрации спектра *интенсивности*, прошедшего на низких частотах, это различие теряется. Для наблюдения "медленного света" в соответствии с (1) необходимо обеспечить высокую стабильность частоты и малую спектральную ширину световых пучков.

Представляется очевидным, что рассмотренные здесь нелинейные эффекты оптики значительно менее требовательны к свойствам нелинейной среды и к характеристикам световых пучков и наблюдаются значительно легче. Это — тривиальные и достаточно универсальные эффекты нелинейной оптики, которые экспериментатор должен принимать во внимание и при интерпретации подобных экспериментов рассматривать *в первую очередь*. Однако в работах по "медленному свету" такие тривиальные возможности, как правило, не рассматриваются вовсе. Как уже отмечалось, во многих работах не приводится важнейших сведений о спектральных ширинах световых пучков. Часто используются фазово-коррелированные световые пучки с хорошо определенной разностной частотой, но с плохо определенными оптическими частотами и тем самым с принципиально неопределенным положением "окна прозрачности". Для демонстрации эффектов замедления и хранения света широко применяется "вырожденная" Λ -схема, которая идеально моделирует поляризационный насыщаемый поглотитель и которая не годится для демонстрации специфических свойств эффекта ЭИП (по крайней мере при полной когерентности двух пучков). Задержка светового импульса в среде (в разных измерительных схемах) всегда приписывается изменению его групповой скорости, управляемой крутой дисперсией среды. При этом групповая скорость вычисляется простым делением длины среды на время задержки максимума импульса. Довольно очевидно, что получаемая таким образом величина с размерностью скорости может не иметь никакого отношения к скорости света в среде. Эта универсальная практика измерения групповой скорости света иногда становится явно саморазоблачительной. Так, в работе [26] инерционность фотоотклика (масштаба нескольких секунд) молекул бактериородопсина в полимерной пленке приписана эффекту выжигания спектрального провала в условиях когерентных осцилляций населенностей, а величина групповой скорости, измеренная стандартным способом, составила $0,091 \text{ мм с}^{-1}$. Очевидно, что рекорды "групповой скорости" такого рода можно продолжать ставить до бесконечности. Еще более яркий

пример — работа [45], в которой, по сути, регистрировалась замедленная голографическая реконструкция запирающего светового пучка в фоторефрактивном кристалле, и вычисленная тем же способом групповая скорость света составила $0,025 \text{ см с}^{-1}$ (при этом и форма, и амплитуда сигнала на выходе из кристалла изменялись самым радикальным образом). Разумеется, этот эффект, как, впрочем, и голографию, можно называть "медленным" или "остановленным" светом, но какой смысл в таких терминологических перестановках? Авторы работ по "медленному свету" часто игнорируют тот факт, что стандартная формула для групповой скорости света (1) применима только к *линейной оптической прозрачной* среде, и непригодна для *нелинейного поглотителя*, в котором скорость перемещения максимума светового импульса не может считаться *групповой скоростью света*. Кроме того, в работах по "медленному свету" часто не отдается должного внимания экспериментальным фактам, которые противоречат канонической модели эффекта. К таким фактам можно отнести, например, зависимость формы "высвобождаемого" импульса от интенсивности пучка накачки [34], возможную неадиабатичность переключения пучка накачки [44], а также идеальное соответствие результатов опытов по "медленному свету" в условиях "когерентных осцилляций населенностей" с предсказаниями тривиальной модели насыщаемого поглотителя (см. [15, 25]).

На наш взгляд, для наблюдения эффекта "медленного света" в том смысле, в котором его понимали создатели этого термина [7], совершенно недостаточно продемонстрировать задержку максимума светового импульса в среде, или фазовую задержку амплитудной модуляции пробного света, или поляризационную память фотохромной среды. Специфичность этого эффекта вполне позволяет отличить его от стандартных проявлений свойств нелинейного поглотителя. Подчеркнем еще раз, что разница между искажением импульса в насыщаемом поглотителе (включая рассмотренные поляризационные схемы) и дисперсионным замедлением импульса имеет *физическую* природу и никак не может быть отнесена к области терминологии (как иногда утверждают наши оппоненты). Как известно, дисперсионная основа изменения групповой скорости в эффектах "медленного света" проявляется не только в особенностях их спектрального поведения, но и в драматическом *пространственном сжатии* светового импульса в среде. Этот популярный образ часто используется в работах по "медленному свету" (см., например, [30, 37]), однако реальность сжатия была продемонстрирована лишь в ставших уже классическими экспериментах на ультрахолодных атомах [46], а также в недавних опытах на волноводных структурах фотонных кристаллов [47]. К сожалению, трудность экспериментального наблюдения такого сжатия редко позволяет использовать его для диагностики эффекта замедления света. Косвенным свидетельством пространственного сжатия импульса может служить факт задержки импульса на величину, превышающую его длительность. В этом случае пространственный размер импульса света не может быть больше размеров среды. При этом подразумевается, что изменение формы импульса пренебрежимо мало. Задержки импульсов, значительно превышающие их длительность, действительно, наблюдались в работах [10, 11], где условия реализации эффекта ЭИП были

заведомо выполнены и трактовка результатов не вызывает сомнений.

Что касается перспектив применений "медленного света" в атомных парах для буферизации и обработки оптической информации, то эти надежды в сильной степени ограничиваются узкой полосой частот, свойственной этому эффекту [48]. В этом отношении, по-видимому, более интересны эксперименты по замедлению света в волоконных световодах в условиях вынужденного комбинационного или бриллюэновского рассеяния [49].

В заключение отметим, что в этой статье мы не ставили задачу дать исчерпывающий обзор публикаций по "медленному свету". Так что большое число работ, посвященных этим явлениям, несомненно, осталось за рамками нашего обсуждения. Тем не менее проведенный анализ позволяет нам с определенностью утверждать, что значительное число опубликованных заявлений о наблюдении "медленного света" являются ошибочными или, в лучшем случае, обосновательными. Ситуация усугубляется тем, что даже самые очевидные физические ошибки, допущенные в этих работах, систематически остаются "незамеченными", а соответствующие публикации не получают критической оценки в литературе и продолжают сохранять свой высокий уровень цитируемости. При этом можно заметить, что все работы, вовлеченные в эту тематику, безотносительно к их научной новизне и степени достоверности, публикуются в наиболее престижных изданиях и автоматически приобретают высокий рейтинг, тогда как попытки выразить на страницах этих же изданий сомнение в доброкачественности подобных "достижений" встречают решительное корпоративное противодействие. Такое положение дел, на наш взгляд, вредит и престижу науки, и признанию истинных достижений этого направления физической оптики.

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра (проект № 2679).

Список литературы

- Brillouin L *Wave Propagation and Group Velocity* (New York: Academic Press, 1960)
- Басов Н Г др. *ЖЭТФ* **50** 23 (1966)
- Selden A C *Br. J. Appl. Phys.* **18** 743 (1967)
- Milonni P W *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **35** R31 (2002)
- Crisp M D *Phys. Rev. A* **4** 2104 (1971)
- Chu S, Wong S *Phys. Rev. Lett.* **48** 738 (1982)
- Harris S E *Phys. Today* **50** (7) 36 (1997)
- Harris S E, Field J E, Kasapi A *Phys. Rev. A* **46** R29 (1992)
- Min Xiao et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 666 (1995)
- Kasapi A et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 2447 (1995)
- Hau L V et al. *Nature* **397** 594 (1999)
- Liu Ch et al. *Nature* **409** 490 (2001)
- Александров Е Б, Запаский В С *УФН* **174** 1105 (2004)
- Козлов Г Г, Александров Е Б, Запаский В С *Оптика и спектроск.* **97** 969 (2004)
- Запаский В С, Козлов Г Г *Оптика и спектроск.* **100** 000 (2006); Zapasskii V S, Kozlov G G, physics/0509181
- Аллен Л, Эберли Дж *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М.: Мир, 1978) Гл. 6
- Happer W *Rev. Mod. Phys.* **44** 169 (1972)
- Akulshin A M et al. *Phys. Rev. A* **67** 011801(R) (2003)
- Hillman L W et al. *Opt. Commun.* **45** 416 (1983)
- Malcuit M S et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **1** 73 (1984)
- Bigelow M S, Lepeshkin N N, Boyd R W *Phys. Rev. Lett.* **90** 113903 (2003)
- Bigelow M S, Lepeshkin N N, Boyd R W *Science* **301** 200 (2003)
- Baldit E et al. *Phys. Rev. Lett.* **95** 143601 (2005); ccsd-00004377
- Zhang Yun-Dong et al. *Chinese Phys. Lett.* **21** 87 (2004)
- Selden A C, physics/0512149
- Wu P, Rao D V G L N *Phys. Rev. Lett.* **95** 253601 (2005)
- Selden A C *J. Phys. D: Appl. Phys.* **3** 1935 (1970)
- Icsevgi A, Lamb W E (Jr.) *Phys. Rev.* **185** 517 (1969)
- Gao H, Rosenberry M, Batelaan H *Phys. Rev. A* **67** 053807 (2003)
- Phillips D F et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 783 (2001)
- Kozuma M et al. *Phys. Rev. A* **66** 031801 (2002)
- Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1970)
- Kash M M et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 5229 (1999)
- Lezama A et al., physics/0506199
- Gao H et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **38** 1857 (2005)
- Mair A et al. *Phys. Rev. A* **65** 031802 (2002)
- Lukin M D *Rev. Mod. Phys.* **75** 457 (2003)
- Скалли М О, Зубайри М С *Квантовая оптика* (М.: Физматлит, 2003) Гл. 7
- Schmidt O et al. *Phys. Rev. A* **53** R27 (1996)
- Turukhin A V et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 023602 (2002)
- Новиков Л Н *Оптика и спектроск.* **23** 498 (1967)
- Nakayama S, Series G W, Gawlik W *Opt. Commun.* **34** 389 (1980)
- Агапьев Д и др. *Письма в ЖТФ* **10** 774 (1984)
- Zibrov S et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 103601 (2002)
- Podivilov E et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 083902 (2003)
- Dutton Z et al. *Europhys. News* **35** 33 (2004)
- Gersen H et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 073903 (2005)
- Matsko A, Strekalov D, Maleki L *Opt. Express* **13** 2210 (2005)
- Gauthier D *Phys. World* **18** (12) 30 (2005)

Chasing "slow light"

E.B. Aleksandrov

A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Politekhnicheskaya 26, 194021 St.-Petersburg, Russian Federation
Tel. (7-812) 328-2492. Fax (7-812) 328-21 33
E-mail: ealexandrov@bk.ru; ealex@online.ru

V.S. Zapasskii

St. Petersburg State University, V.A. Fok Institute of Physics
198504 Petrodvorets, St.-Petersburg, Russian Federation
Tel. (7-812) 428-4566. Fax (7-812) 428-72 40
E-mail: zap@vz4943.spb.edu

A critical review is given of experimental research into the so-called "slow light" effect arising from the anomalously steep refractive index dispersion under conditions of electromagnetically induced transparency or coherent population oscillations. It is shown that much of the experimental evidence for the effect has no relation to the anomalously low group velocity of light in the medium and is readily interpreted in standard terms of light fields interacting with a saturable absorber.

PACS numbers: 42.25.Bs, 42.50.Gy, 42.50.Md

Bibliography — 49 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (10) 1093–1102 (2006)

Received 26 January 2006, revised 16 February 2006

Physics – Uspekhi **49** (11) (2006)