

ных пиков для них. Эти распределения приведены на рисунке в виде сплошных и пунктирных линий. Сплошные кривые рассчитаны в рамках стандартной модели низкотемпературных стекол, без учета вклада НЧМ. Пунктирные кривые представляют собой эти же распределения, но сдвинутые в сторону увеличения значений ширин так, чтобы получить наилучшее согласие с экспериментальными данными. Предполагалось, что вклад НЧМ в уширение линий одинаков для всех спектров и что при $T = 2$ К этому вкладом можно пренебречь. Тогда значения введенного сдвига и будут определять величину вклада НЧМ в уширение линий при данной температуре. Оцененные таким образом величины вклада НЧМ, $G_{\text{НЧМ}}$, составили: $G_{\text{НЧМ}} \approx 0,04$ ГГц при $T = 4,5$ К и $G_{\text{НЧМ}} \approx 0,24$ ГГц при $T = 7$ К.

Автор выражает благодарность А.В. Наумову, а также L. Kador, M. Bauer и E. Barkai, принимавшим участие в данной работе. Работа поддержана грантами фондов Volkswagen-Stiftung и Deutsche Forschungsgemeinschaft. Автор благодарит также Российский фонд фундаментальных исследований (гранты 01-02-16481 и 02-02-16739) за финансовую поддержку данной работы.

Список литературы

1. Moerner W E, Kador L *Phys. Rev. Lett.* **62** 2535 (1989)
2. Orrit M, Bernard J *Phys. Rev. Lett.* **65** 2716 (1990)
3. Вайнер Ю Г и др. *Оптика и спектроск.* **94** 926 (2003)
4. Вайнер Ю Г и др. *Оптика и спектроск.* **94** 936 (2003)
5. Naumov A V et al. *Phys. Rev. B* **63** 212302 (2001)
6. Barkai E et al. *J. Lumin.* **107** 21 (2004)
7. Barkai E, Silbey R, Zumofen G *Phys. Rev. Lett.* **84** 5339 (2000)
8. Feller W *An Introduction to Probability Theory and Its Applications* Vol. 2 (New York: Wiley, 1970)
9. Barkai E et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 075502 (2003)
10. Naumov A V et al. *J. Chem. Phys.* **119** 6296 (2003)
11. Naumov A V et al. *J. Lumin.* **107** 287 (2004)

PACS numbers: 41.20.Jb, 42.65.-k

Отрицательное преломление в оптическом диапазоне и нелинейное распространение волн

В.М. Агранович

Более 30 лет назад В. Веселаго обратил внимание на то, что в изотропной среде, обладающей отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей $\epsilon < 0$, $\mu < 0$, распространение электромагнитных волн характеризуется весьма необычными свойствами. Поскольку в таких средах волновой вектор **K**, электрическое поле **E** и магнитное поле **H** образуют в волне левую тройку векторов в противоположность правой тройке векторов, которая имеет место в обычных средах, такого рода материалы в англоязычной литературе часто называются *left-handed materials* (LHM) в отличие от обычных материалов, которые называются *right-handed materials* (RHM). Среди многих необычных свойств распространения волн в подобных средах интересным является тот факт, что в них направления волнового вектора **K** и вектора Пойнтинга **S** антипараллельны. Кроме того, на границе RHM/LHM преломленный луч оказывается расположенным по ту же сторону от нормали к поверхности, что и луч падающий (так называемое отрицатель-

ное преломление), так что часто LHM также называют материалами с отрицательной рефракцией (negative refraction materials, NRM).

Предсказание В. Веселаго в последние годы вызвало значительный теоретический интерес и стимулировало интенсивные экспериментальные исследования с целью создать такого рода новые LHM (или NRM) материалы [1–12]. Экспериментальный успех был достигнут для области микроволн [3, 6, 7]. В дальнейшем, однако, было замечено, что фотонные кристаллы также могут обладать отрицательной рефракцией. Аналогично блоковским волнам электронов в кристаллах, оптические волны в периодической решетке фотонных материалов могут иметь состояния, в которых направление волнового вектора и направление групповой скорости противоположны [8–12]. Отрицательное преломление света на поверхности фотонного кристалла было продемонстрировано во многих численных экспериментах [10–12].

Основное внимание при изучении LHM или NRM до настоящего времени было посвящено исследованию линейных оптических эффектов. В докладе мы обсуждаем нелинейные оптические процессы и показываем, что они также оказываются весьма необычными. Мы ограничиваемся рассмотрением однородных NRM и не рассматриваем фотонные материалы. Анализ нелинейных оптических процессов в таких материалах является более сложным, поскольку в этих материалах необходимо принимать во внимание наличие оптических процессов переброса (optical Umklapp processes).

Прежде чем начать обсуждение нелинейных оптических эффектов в NRM, следует отметить, что обычно используются два различных подхода при исследовании распространения волн.

В первом из них, который обычно применяется при обсуждении свойств электродинамики LHM, используются уравнения Максвелла для электрических и магнитных полей **E**, **H** и векторов индукции **B** и **D** (так называемая **E**-, **H**-, **B**-, **D**-картина). Известно, однако, что такой подход оправдан только для области микроволн, так как для области высоких частот плотность магнитной дипольной поляризации **M** теряет свое обычное физическое значение [13]. В более общем подходе используется **E**-, **B**-, **D**-картина, в которой $B = H c \mu = 1$ и $D = \varepsilon E$, где диэлектрическая проницаемость ε содержит в себе весь линейный отклик. При таком рассмотрении диэлектрический тензор $\varepsilon(\omega, \mathbf{k})$ обладает не только частотной, но и пространственной дисперсией. Легко убедиться в том, что оба подхода для области микроволн, где введение магнитной проницаемости μ оправдано, приводят к тождественным результатам. Однако использование **E**-, **B**-, **D**-картины [14] позволяет проследить возникновение LHM при учете не только магнитно-дипольной, но также и диэлектрической квадрупольной поляризации, и, кроме того, позволяет последовательно перейти в область волн оптического диапазона. При таком рассмотрении векторы **E**, **B** и **K** образуют правую тройку векторов в любых средах, и единственным нетривиальным свойством так называемых LHM, постулированных в работах В. Веселаго, является отрицательная групповая скорость волн, так что отрицательная рефракция волн является естественным следствием ее отрицательной групповой скорости [15, 16]. Мы не обнаружили никаких принципиальных ограничений, которые препятствовали бы возникновению отрицатель-

ной рефракции в оптическом диапазоне длин волн. Используя **E**-, **B**-, **D**-подход, мы обнаружили в материалах с отрицательной рефракцией ряд необычных особенностей, которые возникают при исследовании нелинейных оптических процессов, в частности, таких, как генерация гармоник, стимулированное комбинационное рассеяние и распространение коротких импульсов.

Поясним сказанное на примере генерации гармоник. Так как LHM реализуются обычно в узкой области частот, то, если падающая волна оказывается в этой области частот, ее гармоники оказываются уже в области частот, где среда обладает положительной рефракцией. Это обстоятельство приводит к необычным соотношениям между направлениями распространения падающей волны и гармоник, которые при этом возникают. Оказывается, что гармоники, генерируемые падающим излучением в NRM, основную часть своей интенсивности несут в направлении, противоположном направлению распространения падающего пучка, а не в направлении "на просвет", которое типично для генерации гармоник в обычных материалах.

В заключение мы обращаем внимание на то обстоятельство, что отрицательная рефракция в оптическом диапазоне длин волн может быть реализована в молекулярных кристаллах в области экситонных резонансов с отрицательной эффективной массой экситона, в гидро-тропных материалах, а также для поляритонов на поверхностях при наличии переходных слоев [17].

Список литературы

1. Веселаго В Г УФН **92** 517 (1967)
2. Smith D R, Kroll N *Phys. Rev. Lett.* **85** 2933 (2000)
3. Shelby R A, Smith D R, Schultz S *Science* **292** 77 (2001)
4. Pendry J B *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966 (2000)
5. Smith D R, Shurig D, Pendry J B *Appl. Phys. Lett.* **81** 2713 (2002)
6. Parazzoli C G et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 107401 (2003)
7. Houck A A, Brock J B, Chuang I L *Phys. Rev. Lett.* **90** 137401 (2003)
8. Kosaka H et al. *Phys. Rev. B* **58** R10096 (1998)
9. Notomi M *Phys. Rev. B* **62** 10696 (2000)
10. Ochiai T, Sánchez-Dehesa J *Phys. Rev. B* **64** 245113 (2001)
11. Luo C et al. *Phys. Rev. B* **65** 201104(R) (2002)
12. Foteinopoulou S, Economou E N, Soukoulis C M *Phys. Rev. Lett.* **90** 107402 (2003)
13. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* 2-е изд. (М.: Наука, 1982) Гл. 9
14. Agranovich V M et al. *Phys. Rev. B* (2003) (submitted)
15. Мандельштам Л И "Четвертая лекция, прочитанная в Московском государственном университете (05.05.1944)", в кн. *Полное собрание трудов Т. 2* (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Изд-во АН СССР, 1947); *ЖЭТФ* **15** 475 (1945)
16. Агранович В М, Гинзбург В Л *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов* 2-е изд. (М.: Наука, 1979) [Agranovich V M, Ginzburg V L *Crystal Optics with Spatial Dispersion, and Excitons* (Berlin: Springer-Verlag, 1984) p. 252]
17. Agranovich V M, in *Surface Polaritons: Electromagnetic Waves at Surfaces and Interfaces* (Eds V M Agranovich, D L Mills) (Amsterdam: North-Holland, 1982)

PACS numbers: **28.60.+s**, **33.80.Gj**, **33.80.Wz**

Лазерное разделение изотопов на основе ИК многофотонной диссоциации молекул

Е.А. Рябов

1. Введение

Оптическое разделение изотопов, основанное на изотопическом сдвиге электронных переходов в атомах и простых молекулах в видимом и ультрафиолетовом диапазонах, экспериментально было продемонстрировано еще в 20–30-е годы XX века. Хотя было понятно, что инфракрасные (ИК) спектры молекул могут иметь большой изотопический сдвиг, однако на пути использования этого обстоятельства для разделения изотопов лежало существенное принципиальное ограничение. Оно заключается в малом изменении химической активности молекулы после поглощения одного ИК фотона и, следовательно, малой величине возможной изотопической селективности элементарного процесса. Создание мощных лазеров ИК диапазона в конце 1960-х годов и последующее обнаружение эффекта изотопически-селективного ИК многофотонного возбуждения (МФВ) и диссоциации (МФД) многоатомных молекул позволило преодолеть это ограничение. В данной работе представлены результаты программы исследований, выполненные в Институте спектроскопии РАН (совместно с рядом организаций Минатома) по разработке лазерной технологии разделения изотопов на основе ИК МФД молекул.

2. Изотопически-селективная ИК МФ диссоциация молекул

Суть эффекта ИК МФД заключается в способности многоатомных (начиная с 4–5 атомов) молекул поглотить большое число (20–50) ИК квантов — вплоть до границы диссоциации D_0 и выше нее — при резонансе достаточно интенсивного ИК излучения с одним из колебаний этих молекул. В результате большого числа исследований, выполненных во многих лабораториях, установлены основные закономерности процесса ИК МФД (см. обзор работ в [1–3]). В нижней области энергетического спектра в результате многофотонных и многоступенчатых переходов имеет место возбуждение молекул по состояниям резонансной моды. Именно на этой стадии в основном формируется изотопическая селективность ИК МФД. При достижении некоторого граничного значения колебательной энергии $E_{\text{гр}}$ происходит стохастизация колебательного движения и формируется область так называемого *колебательного квазиконтинуума* (КК), где модовая специфичность ИК МФ возбуждения теряется. В результате ангармонического взаимодействия в области КК формируются достаточно широкие полосы колебательных переходов, ширина которых растет с увеличением $E_{\text{кол}}$, что в значительной мере компенсирует ангармонический сдвиг полос и, тем самым, обеспечивает возможность дальнейшего возбуждения молекул в результате последовательного поглощения ИК фотонов. При достижении границы диссоциации D_0 молекулы испытывают мономолекулярный распад, причем диссоциация происходит по наиболее слабой связи, независимо от того, какое колебание возбужда-