

MULTIPHOTON
PROCESSES

N. B. DELONE

When matter interacts with light of great intensity, multiphoton processes take place. They include multiphoton excitation, multiphoton ionization of matter, and the multiphoton scattering of light by matter, a process analogous to the well known one-photon processes. This article is devoted to the consideration of the main properties of multiphoton processes.

При большой интенсивности света, взаимодействующего с веществом, проявляются многофотонные процессы: многофотонное возбуждение, многофотонная ионизация вещества и многофотонное рассеяние света веществом. Эти процессы аналогичны хорошо известным однофотонным процессам. Рассмотрению основных черт многофотонных процессов посвящена данная статья.

© Делоне Н.Б., 1996

МНОГОФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Н. Б. ДЕЛОНЕ

Московский физико-технический институт

ВВЕДЕНИЕ

Процесс взаимодействия света с веществом привлекает внимание исследователей уже несколько тысяч лет. К середине двадцатого века этот процесс был досконально изучен. В частности, была выяснена связь основных макроскопических законов оптики с микроскопическими законами взаимодействия света на атомарном уровне. При этом оказалось, что взаимодействие на микроскопическом уровне имеет одну общую черту: все процессы являются однофотонными. Это означает, что атом поглощает в каждом элементарном акте взаимодействия со светом лишь один фотон. Было достигнуто очень хорошее согласие теории с экспериментом, так что исследования в основных чертах можно было считать завершёнными.

Однако создание лазеров в середине этого века полностью изменило ситуацию. Оказалось, что при взаимодействии лазерного излучения с веществом основные макроскопические законы оптики несправедливы. Обнаруженные в эксперименте новые закономерности совместно с их теоретической интерпретацией составили новый раздел физики — нелинейную оптику. Отличие лазерного излучения от излучения любых долазерных источников состоит, в частности, в несравненно большей интенсивности излучения. Это различие составляет до 10^{18} раз на настоящий момент. В основе изменения макроскопических законов взаимодействия лежит изменение микроскопических законов. При большой интенсивности излучения, помимо однофотонных процессов, существенную роль играют и многофотонные процессы, когда в элементарном акте взаимодействия света с атомом поглощается несколько фотонов.

Данная статья посвящена изложению вопроса, что такое многофотонные процессы. Начнем с рассмотрения однофотонных и многофотонных процессов и выяснения, в чем эти процессы похожи и в чем их различие.

ОДНОФОТОННЫЕ И МНОГОФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Обратимся к элементарным процессам, возникающим при взаимодействии света с атомом.

Достаточно хорошо известны четыре основных элементарных процесса, возникающие при взаимодействии света с атомом: это фотоионизация и фотовозбуждение атома, рэлеевское и рамановское (комбинационное) рассеяние света атомом. При небольшой интенсивности света все эти процессы

носят однофотонный характер, они происходят в результате поглощения в элементарном акте одного фотона (рис. 1). Именно эти элементарные микроскопические процессы лежат в основе тех макроскопических закономерностей, которые определяют взаимодействие света небольшой интенсивности с веществом. В качестве примеров можно указать на “красную границу” при фотоионизации, на линейчатые спектры поглощения, на закон Бера, определяющий линейное поглощение света веществом, и т.д.

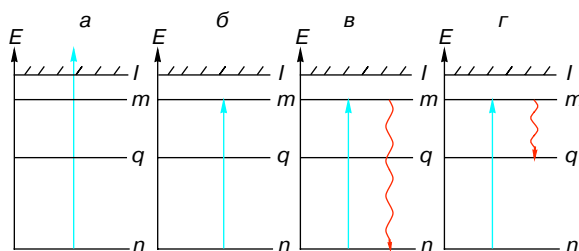


Рис. 1. Схемы однофотонных процессов. а – Фотоионизация атома, б – фотовозбуждение атома, в – рэлеевское рассеяние света атомом, г – рамановское рассеяние света атомом.

E – энергия электрона в атоме, l – потенциал ионизации атома, n – основное состояние, m , q – возбужденные связанные состояния электрона в атоме, прямые стрелки – вынужденные переходы электрона в результате поглощения фотона, волнистые стрелки – спонтанные переходы электрона.

В том случае, когда интенсивность света велика, помимо указанных выше однофотонных процессов, существенную роль начинают играть и многофотонные процессы. Многофотонными аналогами основных однофотонных процессов являются многофотонная ионизация и многофотонное возбуждение атома, многофотонное рэлеевское рассеяние света (возбуждение высших оптических гармоник падающего излучения) и многофотонное рамановское рассеяние света (гиперрамановское рассеяние) (рис. 2). Все эти процессы происходят в результате поглощения в элементарном акте нескольких фотонов. В каждом конкретном случае число поглощаемых фотонов определяется исходя из закона сохранения энергии при переходе между начальным и конечным состояниями и энергии фотона (частоты излучения). Так как в каждом элементарном акте поглощается несколько фотонов, то могут происходить и более сложные многофотонные процессы, в которых закон сохранения энергии выполняется в результате ряда последовательных процессов поглощения и испускания фотонов (в том числе и фотонов различной энергии).

Из сопоставления рисунков 1 и 2 видно, что является общим для однофотонных и многофотонных процессов и что их различает. Общими являются начальное и конечное состояния (до и после поглощения фотонов), для которых выполняется закон сохранения энергии. Соответственно, общим является и результат взаимодействия: ионизация атома, возбуждение атома и т.д. Различие состоит в числе поглощаемых фотонов и зависимости вероятности поглощения от интенсивности излучения. Вероятность однофотонных процессов линейно зависит от интенсивности излучения; в случае многофотон-

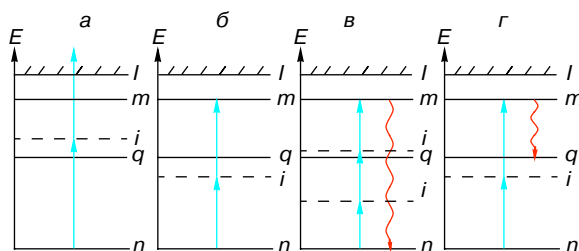


Рис. 2. Схемы многофотонных процессов. а – Многофотонная ионизация атома, б – многофотонное возбуждение атома, в – возбуждение высшей (третьей) гармоники падающего излучения, г – гиперрамановское рассеяние. Обозначения те же, что и на рисунке 1. i – Состояния электрона, поглотившего один или несколько фотонов.

ных процессов вероятность нелинейно зависит от интенсивности излучения (например, квадратично при двухфотонном процессе).

Другое различие состоит в том, что в случае многофотонных процессов переходы электрона в атоме не сводятся к переходам между начальным и конечным состояниями. Те промежуточные состояния, через которые проходит атомный электрон из начального в конечное состояние, являются состояниями, не разрешенными с точки зрения фундаментальных законов квантовой физики, – таких уровней в спектре атома нет.

Прежде чем рассматривать дальше физику многофотонных процессов, обратимся к важному и принципиальному вопросу – о взаимоотношении фундаментальных законов квантовой физики и многофотонных процессов.

МНОГОФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ И ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЗАКОНЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ

Фундаментальные законы квантовой физики, описывающие взаимодействие света с веществом на микроскопическом уровне, – это закон А. Эйнштейна для фотоэффекта и постулаты Н. Бора.

Обратимся сначала к закону А. Эйнштейна, согласно которому электрон, связанный в квантовой системе, может перейти в свободное состояние в результате поглощения кванта света (фотона), если его энергия больше энергии связи электрона:

$$\hbar\omega > I. \quad (1)$$

В этом соотношении ω — частота света, \hbar — постоянная Планка, а I — энергия связи электрона — в зависимости от типа квантовой системы представляет собой потенциал ионизации атома или молекулы, ширину запрещенной зоны в полупроводнике, работу выхода из поверхности металла. В интересующем нас случае взаимодействия света с атомом соотношение (1) описывает процесс фотоионизации атома (рис. 1а).

Этот знаменитый закон А. Эйнштейн сформулировал в 1905 году, исходя из анализа экспериментальных данных А.Г. Столетова и Г. Герца о внешнем фотоэффекте с поверхности металла. В дальнейшем соотношение (1) было неоднократно проверено на других различных квантовых объектах, в том числе и на атомах, и уже более полувека используется для измерения энергий связи электрона.

Одним важным следствием соотношения (1) является наличие так называемой “красной границы” при взаимодействии света с веществом. Поглощение падающего света за счет ионизации среды ограничено с красной стороны спектра, то есть со стороны малых частот (малой энергии фотона). Именно наличие “красной границы” обуславливает отсутствие поглощения в атмосфере, связанного с ионизацией атомов и молекул, в видимой части спектра солнечного излучения ($\hbar\omega < I$) и наличие поглощения для ультрафиолетовой части спектра ($\hbar\omega > I$).

Обобщим соотношение (1), представляющее собой основной закон фотоионизации, на процесс многофотонной ионизации (рис. 2а). Условие реализации процесса многофотонной ионизации может быть записано следующим образом:

$$k\hbar\omega > I. \quad (2)$$

В неравенстве (2) величина k — число фотонов, в результате поглощения которых происходит процесс многофотонной ионизации.

Сразу бросается в глаза, что соотношения (1) и (2) противоречат друг другу. Так, согласно закону А. Эйнштейна (1) для фотоионизации, энергия фотона должна превышать величину потенциала атома, а согласно (2) энергия фотона может быть меньше потенциала ионизации. Соответственно, из-за наличия многофотонной ионизации исчезает “красная граница”. Возникает очевидный вопрос: как объяснить это противоречие?

Прежде чем дать ответ, обратимся ко второму постулату Н. Бора. Согласно этому постулату, для перехода электрона из одного связанного состоя-

ния n в другое m в результате поглощения фотона (то есть для возбуждения атома) необходимо равенство энергии кванта $\hbar\omega$ и энергии ΔE_{mn} перехода $n \rightarrow m$:

$$\hbar\omega = |E_m - E_n| = \Delta E_{mn}. \quad (3)$$

В (3) величины E_n и E_m — энергии связанных состояний (рис. 2б). Второй постулат Н. Бора определяет такую фундаментальную характеристику взаимодействия света с атомами, как линейчатые спектры поглощения света; он лежит в основе спектроскопии связанных электронных состояний в квантовых системах.

Сопоставим соотношение (3) со схемой процесса многофотонного возбуждения атома (рис. 2б). Согласно этим данным, процесс многофотонного поглощения имеет место, если выполняется соотношение

$$k\hbar\omega = \Delta E_{mn}, \quad (4)$$

в котором, как и в (2), величина k — число фотонов, в результате поглощения которых происходит процесс возбуждения атома.

И в этом случае легко видеть противоречие между соотношениями (3) и (4): при многофотонном возбуждении энергия фотона может не соответствовать энергии перехода в спектре связанных состояний электрона в атоме. Это противоречие также требует объяснения.

Однако из данных, приведенных на рисунках 2а и 2б (а также на рисунках 2в и 2г), видно и еще одно принципиальное противоречие условий реализации всех многофотонных процессов и второго постулата Н. Бора: при последовательном поглощении фотонов электрон, связанный в атоме, находится в состояниях i , не являющихся разрешенными. В соответствии со вторым постулатом Н. Бора состояния i отсутствуют.

Таким образом, необходимо разъяснить противоречия, возникающие между фундаментальными законами А. Эйнштейна и Н. Бора и существованием многофотонных процессов, а также объяснить природу тех состояний электрона в атоме, которые не соответствуют второму постулату Н. Бора.

Сначала дадим ответ на вопрос о причине противоречий между фундаментальными законами (1) и (3) и существованием многофотонных процессов. Ответ состоит в том, что фундаментальные законы в форме (1) и (3) не носят всеобщего характера, они справедливы лишь в случае света небольшой интенсивности, когда можно не принимать во внимание многофотонные процессы. Однако если изменить формулировку фундаментальных законов и говорить не о поглощении фотона, а о поглощении атомом определенной энергии, то фундаментальные законы будут справедливы для произвольной интенсивности

излучения. В такой интерпретации они приобретают следующий вид:

– закон А. Эйнштейна:

$$E > 1, \quad (5)$$

где $E = k\hbar\omega$.

– второй постулат Н. Бора:

$$E = \Delta E_{mn}, \quad (6)$$

где также $E = k\hbar\omega$.

При такой формулировке не возникает вопрос, сколько поглощается фотонов. В частном случае, при поглощении одного фотона ($k = 1$), соотношения (5) и (6) становятся эквивалентными общеизвестным соотношениям (1) и (3).

Необходимость перехода от соотношений (1) и (3) к современным соотношениям (5) и (6) представляется вполне естественным развитием фундаментальных законов при переходе от долазерной к послелазерной эпохе. Формулировка фундаментальных законов их гениальными творцами в форме (1) и (3) была вполне обоснована в долазерную эпоху, хотя у теоретиков (начиная с А. Эйнштейна) и возникали соображения о принципиальной возможности реализации многофотонных процессов, однако практически проявление многофотонных процессов не представлялось реальным.

Если теперь обратиться к вопросу о природе тех состояний i (рис. 2), которые не соответствуют разрешенным согласно второму постулату Н. Бора, то ответ нельзя дать в рамках феноменологической квантовой теории. Физическую сущность этих состояний можно выяснить лишь в рамках квантовой механики. Прежде чем обратиться к квантовой механике, сделаем лишь одно замечание. Хорошо известно, что спектр связанных состояний электрона в атоме ангармоничен. Следовательно, нельзя предполагать, что электрон может переходить по спектру связанных состояний из одного состояния в другое, поглощая фотоны фиксированной частоты, как по лестнице с одинаковыми ступеньками. Реальные ступеньки все различной высоты, убывающей к потенциалу ионизации.

СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ЭНЕРГИЯ–ВРЕМЯ

Обратимся к квантовой механике и одному из ее фундаментальных соотношений — соотношению неопределенности.

В процессе создания квантовой механики В. Гейзенберг, помимо хорошо известного соотношения неопределенности для координаты и импульса микрочастицы, сформулировал также и соотношение неопределенности для энергии квантовой системы и времени:

$$\delta E \delta t \geq \hbar. \quad (7)$$

В соответствии с исходными принципами квантовой механики это соотношение интерпретируют как соотношение между той точностью δE , с которой может быть измерена энергия системы, и длительностью времени, в течение которого проводится это измерение δt .

Именно используя соотношение неопределенности энергия–время, в рамках квантовой механики было дано объяснение связи ширины атомных уровней с временем жизни возбужденных состояний электрона в атоме. Время жизни электрона в возбужденном состоянии определяется вероятностью спонтанного (самопроизвольного) распада этого состояния, то есть вероятностью перехода электрона в состояние с меньшей энергией. Наличие конечного времени жизни электрона в возбужденном состоянии δt означает, что энергия этого состояния может быть определена лишь с точностью $\delta E \geq \hbar/\delta t$, как это следует из соотношения (7). Величина δE соответствует ширине атомного уровня γ . Квазистационарный характер возбужденных атомных состояний показывает, что второй постулат Н. Бора не означает точного выполнения закона сохранения энергии при переходах между связанными состояниями электрона. На самом деле закон сохранения энергии выполняется лишь с точностью до естественной ширины этих состояний $\gamma \geq \hbar/\delta t$.

Таким образом, из соотношения неопределенности энергия–время (7) следует, что квантовая система может поглотить фотон любой энергии, а не только фотон энергии $\hbar\omega = \Delta E_{mn}$. Различается лишь время жизни квантовой системы, поглотившей фотон. Если выполняется второй постулат Н. Бора и квантовая система поглощает фотон с энергией $\hbar\omega = \Delta E_{mn}$, то система переходит в реальное состояние, время жизни которого δt определяется вероятностью спонтанного распада этого состояния. Если поглощается квант с энергией $\hbar\omega \neq \Delta E_{mn}$, то система переходит в виртуальное состояние, время жизни в котором определяется соотношением неопределенности энергия–время: $\delta t = \hbar/\delta E$, где $\delta E = |\hbar\omega - \Delta E_{mn}|$.

Таким образом, в рамках квантовой механики можно найти объяснение принципиальной возможности реализации многофотонных процессов. Многофотонный процесс представляет собой ряд последовательных переходов электрона по виртуальным состояниям (эти состояния на рис. 2 обозначены индексом i). Лишь начальное и конечное состояния являются при этом реальными. Лишь для начального и конечного состояний выполняется закон сохранения энергии с точностью до естественной ширины уровня γ . Для виртуальных состояний закон сохранения энергии выполняется с точностью до соотношения неопределенности энергия–время. В каждом виртуальном состоянии квантовая система поглотит второй квант излучения, то она перейдет в следующее состояние.

Время жизни системы в виртуальном состоянии легко оценить по приведенным соотношениям. Так, в случае двухфотонного перехода, если излучение имеет частоту, лежащую в световом диапазоне, то $\delta E \sim \hbar\omega \sim 1$ эВ и в соответствии с (7) время жизни в виртуальном состоянии $\delta t = \hbar/\delta E = 10^{-16}$ с. Видно, что это время весьма мало. Оно в 10^8 раз меньше типичного времени жизни атома в возбужденном состоянии $\delta t \sim 10^{-8}$ с, определяемого его спонтанным распадом. Экстремально малые времена жизни в виртуальных состояниях обуславливают необходимость экстремально большой интенсивности излучения для практической реализации многофотонных переходов с заметной вероятностью. Только при большой интенсивности излучения среднее время между последовательными столкновениями фотонов с атомом меньше времени жизни электрона в виртуальном состоянии и, следовательно, поглотив необходимое число фотонов, электрон может перейти в реальное возбужденное состояние. (Это описание является, однако, чисто модельным, и переходы электрона по виртуальным состояниям не должны восприниматься как реальный каскадный переход.)

Вероятностный характер процесса последовательного перехода электрона по ряду виртуальных состояний обосновывает вывод, что многофотонный процесс не является пороговым по величине интенсивности излучения. При любой сколь угодно малой интенсивности имеется конечная вероятность реализации многофотонного процесса. Возможность (или отсутствие возможности) наблюдения многофотонного процесса определяется наблюдаемой величиной — полной вероятностью этого процесса за время наблюдения (или за время действия излучения). Здесь и возникает пороговое условие — из сопоставления полной вероятности с чувствительностью измерительной аппаратуры.

Таким образом, в рамках квантовой механики мы имеем не только достаточно простое объяснение возможности реализации многофотонных процессов, но и ключ к построению строгой теории для расчета вероятности таких процессов.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО НАБЛЮДЕНИЮ И ИССЛЕДОВАНИЮ МНОГОФОТОННЫХ ПРОЦЕССОВ

Прежде чем рассмотреть, как наблюдаются и исследуются многофотонные процессы, получим из простых модельных соображений основной закон, связывающий вероятность многофотонного процесса с интенсивностью излучения.

Если предположить, что фотоны поглощаются независимо друг от друга, то легко получить выражение, связывающее вероятность многофотонного перехода с интенсивностью излучения. Будем исходить из известного соотношения для вероятности однофотонного перехода

$$w^{(1)} = \sigma F, \quad (8)$$

где σ — эффективное сечение перехода, а F — интенсивность излучения. Если при многофотонном переходе фотоны поглощаются независимо, то вероятность многофотонного процесса будет пропорциональна произведению вероятностей $w^{(1)}$ отдельных однофотонных переходов. Полагая, что все вероятности $w^{(1)}$ одинаковы, получаем выражение для вероятности многофотонного перехода в виде

$$w^{(k)} = \prod_{i=1}^k w^{(1)} = [w^{(1)}]^k \sim F^k, \quad (9)$$

где k — число фотонов, поглощаемых при переходе. Как видно, получается степенная зависимость вероятности от интенсивности излучения. Отметим, что те предположения, которые сделаны выше, вполне реалистичны и теоретический вывод зависимости $w(F)$ дает также зависимость вида (9).

Из сопоставления выражений (8) и (9) видно принципиальное отличие однофотонных и многофотонных процессов, о котором уже шла речь выше: вероятность многофотонных процессов нелинейно, степенным образом, зависит от интенсивности излучения. С точки зрения экспериментатора это означает возможность четкого выделения многофотонных процессов на фоне однофотонных, а также резкий рост вероятности многофотонных процессов при увеличении интенсивности излучения.

Теоретические расчеты, помимо степенной зависимости, позволяют рассчитать также и коэффициент пропорциональности в соотношении (9), величину $\alpha^{(k)}$, по аналогии с однофотонными процессами именуемую многофотонным сечением:

$$\alpha^{(k)} = w^{(k)} / F^k. \quad (10)$$

Из сказанного выше очевидно, что при фиксированной степени нелинейности процесса k величина $\alpha^{(k)}$ зависит от типа конкретного процесса (ионизация, возбуждение и т.д.), конкретного объекта и частоты излучения. Из соотношения (10) следует, что типичный эксперимент по наблюдению и исследованию многофотонных процессов состоит в наблюдении показателя степенной зависимости k и измерении многофотонного сечения $\alpha^{(k)}$ и его зависимости от частоты излучения.

Обратимся к постановке эксперимента. Схема простейшего типичного эксперимента по исследованию процесса многофотонной ионизации приведена на рисунке 3. Используется, как правило, излучение лазера с изменяемой частотой генерации, например лазера на красителе. Для увеличения интенсивности излучения лазер работает в импульсном режиме генерации и его излучение фокусируется. Плоскость фокусировки располагается в камере взаимодействия, в которой можно создавать высокий вакуум. Камеру можно наполнять газом из исследуемых атомов (молекул) или в нее можно

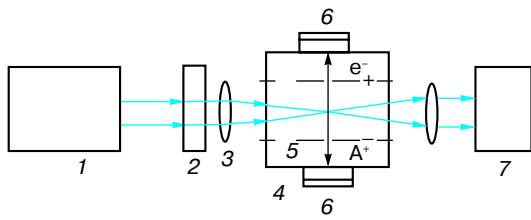


Рис. 3. Схема постановки эксперимента по наблюдению и исследованию процесса многофотонной ионизации атома.

1 – лазер, 2 – ослабитель лазерного излучения, 3 – оптическая система, фокусирующая излучение, 4 – камера взаимодействия лазерного излучения с атомами, 5 – электронно-оптическая система, ускоряющая электроны e^- и положительные атомарные ионы A^+ на детекторы, 6, 7 – калориметры, измеряющие энергию излучения.

вводить пучок исследуемых частиц, в центр которого фокусируется излучение. Область фокусировки излучения находится в центре электрооптической системы, ускоряющей электроны и ионы, образованные при взаимодействии лазерного излучения с атомами, в направлении детектора. Масса образующихся ионов измеряется по времени пролета от области взаимодействия до детектора. Сигнал детектора записывается регистрирующей электронной аппаратурой. Степень нелинейности k процесса ионизации измеряется путем изменения интенсивности излучения в ряде последовательных импульсов лазерного излучения и регистрации суммарного выхода A ионов за каждый импульс излучения. В дважды логарифмических координатах зависимость $A(F)$, аналогичная зависимости $w^{(k)}(F)$, представляет собой прямую с наклоном k (см. рис. 4).

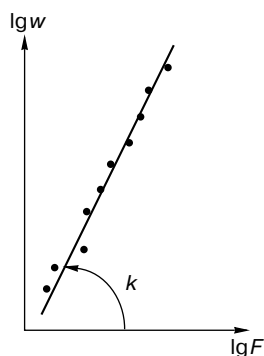


Рис. 4. Зависимость вероятности $w^{(k)}$ многофотонного процесса от интенсивности F излучения. Точки – результаты измерений в отдельных импульсах излучения лазера, сплошная линия – экстраполяция экспериментальных данных степенным соотношением $w^{(k)} \sim F^{(k)}$, $k = \partial w / \partial F$.

Для измерения величины многофотонного сечения $\alpha^{(k)}$ дополнительно измеряются величины $w^{(k)}$ и F . Изменяя частоту излучения лазера, можно измерить зависимость $\alpha^{(k)}$ от частоты.

Наблюдения и исследования других многофотонных процессов – многофотонного возбуждения, многофотонного рассеяния света – требуют иной постановки опытов, но постановка опыта, приведенная выше, содержит основные типичные элементы.

Конечно, очень хотелось бы также рассказать, как осуществляется теоретическое описание многофотонных процессов. Однако сделать это столь же просто не представляется возможным. Те читатели, для которых этот вопрос представляет интерес, могут обратиться, например, к книге [1]. Значительная часть этой книги посвящена различным теоретическим методам описания многофотонных процессов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Заканчивая эту статью, хочется подвести итоги: что дало исследование многофотонных процессов как самой науке, так и приложениям в других областях человеческой деятельности?

Начнем с науки, конкретно – с физики. Во-первых, в физике появился новый раздел – нелинейные явления, возникающие при взаимодействии интенсивного света на атомарном уровне, – просто не существовавший в долазерную эпоху. Во-вторых, исследования многофотонных процессов составили микроскопический фундамент для макроскопической нелинейной оптики, включившей в себя в виде предельного случая при малой интенсивности света линейную физическую оптику, именовавшуюся в долазерную эпоху просто физической оптикой.

Обратимся теперь к приложениям. Здесь подвести итоги значительно труднее как ввиду очень большого числа различных приложений, так и ввиду разной степени их связи с многофотонными процессами. Наиболее важные прямые приложения – это нелинейная спектроскопия, спектроскопия во встречных пучках лазерного излучения, возбуждение высоких гармоник. По законам макроскопической нелинейной оптики при возбуждении высоких гармоник получается когерентное коротковолновое излучение в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах частот. Пока это единственный метод, позволяющий использовать ультракороткое излучение на практике. Перечисление косвенных приложений может составить отдельную статью. Их можно найти не только в большом числе различных разделов науки (в теплофизике, химии, биологии), но также в многочисленных разделах техники, в экологии, медицине, связи, металлообработке и т.д. (см., например, [2]).

Однако все же центр тяжести всех достижений лежит в области фундаментальных исследований, без которых невозможен технический прогресс.

О взаимоотношении науки и техники когда-то хорошо сказал выдающийся физик современности, лауреат Нобелевской премии П.Л. Капица. Смысл его утверждения в вольном изложении заключается в следующем: наука — это род человеческой деятельности, связанный с изучением ранее не известных свойств природы; техника использует известные свойства природы, обеспечивая прогресс в развитии человеческого общества.

Заканчивая эту статью, можно рекомендовать книгу [2] для тех читателей, которые испытывают желание расширить свои знания в области многофотонных процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Атом в сильном световом поле. М.: Энергоатомиздат, 1984.
2. Делоне Н.Б. Взаимодействие лазерного излучения с веществом. М.: Наука, 1989.

* * *

Николай Борисович Делоне, профессор, доктор физико-математических наук, ведущий сотрудник Института общей физики РАН, автор 10 монографий, из которых 4 опубликованы за рубежом, более чем 20 обзоров в отечественных и зарубежных журналах и более чем 150 научных работ, специалист в области атомной и лазерной физики.