

SUPERRADIANCE –
SPONTANEOUS
EMISSION
OF MULTIAOMIC
SYSTEM

E. D. TRIFONOV

Superradiance is spontaneous emission of the system of excited identical atoms or molecules. Superradiance can be used as a tool for generation of ultrashort electromagnetic pulses in the wide range of wavelength – from radiowaves to gamma-radiation.

Сверхизлучение – это спонтанное излучение системы возбужденных идентичных атомов или молекул. Сверхизлучение можно использовать для генерации ультракоротких импульсов электромагнитного излучения в широком диапазоне длин волн – от радиоволн до гамма-излучения.

**СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ –
СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
МНОГОАТОМНОЙ СИСТЕМЫ**

Е. Д. ТРИФОНОВ

Российский государственный педагогический университет
им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург

ВВЕДЕНИЕ

О спонтанном излучении электромагнитных волн атомами в школьном курсе физики сказано очень мало. В учебнике для 10-го класса, например, написано, что, согласно второму постулату Бора, излучение света происходит при переходе из стационарного состояния с большей энергией в стационарное состояние с меньшей энергией. Вот и все. Почему оно происходит, этого второй постулат Бора не объясняет – на то он и постулат. Объяснение этого явления впервые было дано в конце 20-х годов П. Дираком, выдающимся английским физиком, создавшим квантовую теорию электромагнитного поля.

В наши дни исследование спонтанного излучения привело к открытию новых оптических эффектов. Одним из них является коллективное спонтанное излучение многоатомной системы, или *сверхизлучение*. Оно было теоретически предсказано известным американским физиком Р. Дике в 1954 году, но долгое время после этого оставалось невостребованным и лишь в 1973 году получило первое экспериментальное подтверждение, стимулировавшее более детальное исследование. Интерес к этому явлению связан с возможностью использования его для получения ультракоротких мощных импульсов электромагнитного излучения в различных диапазонах электромагнитных волн – от гамма-излучения до радиоволн.

СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Обычно говорят, что спонтанное излучение возникает в системе возбужденных атомов без воздействия на них внешним электромагнитным полем. Это утверждение не совсем точно. Если описывать электромагнитное поле по классической теории – теории Максвелла, то есть с помощью напряженности электромагнитного поля и магнитной индукции как функций пространственных координат и времени, то при таком подходе внешнее электромагнитное поле действительно отсутствует. Но уже в конце прошлого века стало ясно, что классическое описание поля неполно: оно не объясняло всех его свойств, в частности законов теплового электромагнитного излучения. Первая попытка теоретически

вывести законы теплового излучения на основе классической теории была предпринята Рэлеем (1900 год). Ему удалось описать распределение энергии теплового излучения по частоте, но только для интервала низких частот (закон Рэлея–Джинса). Для высоких частот эта теория давала неправильный результат, получивший название “ультрафиолетовая катастрофа”. Тем не менее для дальнейшего развития представлений об электромагнитном поле теория Рэлея оказалась очень полезной. Рэлей показал с помощью теории Максвелла, что электромагнитное поле можно представить как бесконечную совокупность системы гармонических осцилляторов, частоты которых простираются от нуля до бесконечности.

Новое объяснение законов теплового излучения, данное М. Планком (1900 год) и А. Эйнштейном (1905 год), было основано на допущении, что энергия гармонического осциллятора квантуется, то есть принимает дискретные значения, равные $n\hbar\omega$, где ω – собственная частота осциллятора, \hbar – постоянная Планка ($\hbar = 10^{-34}$ Дж · с), n – произвольное целое число.

Решающий шаг в развитии квантовых представлений об электромагнитном поле был сделан Дираком (1927 год). Идея Дирака заключалась в том, что радиационные осцилляторы, из которых “состоит” электромагнитное поле, подчиняются законам рождавшейся незадолго перед этим квантовой механики Э. Шрёдингера и В. Гейзенberга (1926 год). Согласно этой теории, состояние гармонического осциллятора характеризуется квантовым числом n , энергия этого состояния $E_n = \hbar\omega(n + 1/2)$. Квантовое состояние всего электромагнитного поля, по Дираку, описывается совокупностью квантовых чисел n_s всех радиационных осцилляторов, а энергия поля равна сумме энергий этих осцилляторов

$$\sum_s \hbar\omega \left(n_s + \frac{1}{2} \right).$$

Если квантовые числа всех радиационных осцилляторов равны нулю, то поле будет иметь минимальную возможную энергию и такое состояние называется *вакуумным*. Каждый из радиационных осцилляторов в этом состоянии имеет энергию $(1/2)\hbar\omega_s$, так что полная энергия вакуумного состояния будет бесконечной. Этую энергию принимают за начало отсчета энергии электромагнитного поля. Существенно, что при квантовом описании теряет смысл утверждение “внешнее поле отсутствует”. Поле как квантовая система существует всегда. Оно просто может находиться в различных состояниях. Классическое утверждение “внешнее поле отсутствует” теперь должно быть заменено квантовым – “поле находится в вакуумном состоянии”. Можно говорить о взаимодействии атома с электромагнитным полем, даже если последнее находится в вакуум-

ном состоянии. Именно в результате этого взаимодействия и происходит спонтанный переход атома из возбужденного состояния в основное. При этом один из радиационных осцилляторов увеличивает свое квантовое число на 1, то есть рождается один *фотон* электромагнитного поля (термин “фотон” был введен Г. Льюэсом в 1929 году). Сам атом можно в данном случае рассматривать как двухуровневую систему, у которой энергия основного состояния E_g , а энергия возбужденного состояния E_e . Тогда по закону сохранения энергии энергия фотона $\hbar\omega_0 = E_e - E_g$. В рамках этой теории Дираком была вычислена вероятность γ спонтанного перехода $e \rightarrow g$ в единицу времени. Максимальное значение γ для атома имеет порядок величины 10^8 с⁻¹.

Пусть в какой-то момент времени имеется N возбужденных атомов. Тогда (среднее) число атомов, которые за время dt испустят фотоны, будет

$$dN = -\gamma N dt. \quad (1)$$

Появление знака минус в этой формуле связано с тем, что dN выражает уменьшение числа возбужденных атомов и поэтому является отрицательной величиной. Решение дифференциального уравнения (1), определяющее число возбужденных атомов в момент времени t , имеет вид

$$N(t) = N(0) \exp(-\gamma t), \quad (2)$$

где $N(0)$ – число возбужденных атомов в начальный момент времени. Аналогичному экспоненциальному закону подчиняется и интенсивность спонтанного излучения

$$I = I_0 \exp(-\gamma t). \quad (3)$$

Очевидно, что величина γ^{-1} равна времени, в течение которого интенсивность излучения уменьшается в e раз.

Но если излучение имеет затухающий характер, то хорошо известно, что оно не может быть монохроматическим и ширина его спектра зависит от времени затухания. Именно величина γ равна ширине спектра и носит название *радиационной*, или *естественной*, ширины спектральной линии.

Экспоненциальный закон (3) справедлив с высокой степенью точности лишь при условии, что испускание фотонов атомами происходит независимо, то есть когда поле излучения одного из атомов не оказывает влияния на излучение других атомов. Это может быть в том случае, если система настолько разрежена, что фотон, испущенный одним атомом, покидает систему, не успев оказать влияния на процессы в других атомах. Существует еще один фактор, который может обеспечивать независимость спонтанного излучения атомами даже для достаточно плотной системы. Это прямое (не через поле излучения) взаимодействие атомов друг

с другом (например, столкновения), носящее стохастический (то есть случайный) характер. Но это дополнительное взаимодействие приводит также к дополнительному уширению спектральных линий.

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ

Рассмотрим спонтанное излучение системы возбужденных атомов, когда прямые взаимодействия между атомами настолько слабы, что не происходит дополнительного уширения спектральных линий и эволюция системы обусловлена только взаимодействием атомов с квантованным электромагнитным полем излучения. В этом случае мы должны рассматривать спонтанное излучение не отдельных атомов, а всей квантовомеханической системы атомов как единого целого. Впервые такой подход был осуществлен Дике в работе [1], где описанное им спонтанное излучение системы тождественных атомов было названо *сверхизлучением*. Созвучие с хорошо известными терминами “сверхтекучесть” и “сверхпроводимость” здесь не случайно. Все эти эффекты относятся к классу кооперативных когерентных явлений.

Итак, что такое сверхизлучение? С помощью теории Дирака Дике показал, например, что для системы, состоящей из двух атомов, расстояние между которыми меньше длины волны излучения, вероятность спонтанного излучения в два раза больше, чем для одного атома. Это означает, что время спонтанного распада уменьшится в два раза по сравнению с обычным случаем, описываемым законом (2). Это как раз и есть кооперативный эффект в спонтанном излучении. Он усиливается при увеличении числа атомов в системе. Для подобной системы из N возбужденных атомов происходит сокращение времени спонтанного распада в N раз, то есть время сверхизлучения τ_{SR} имеет порядок величины $(\gamma N)^{-1}$. Для наблюдения сверхизлучения необязательно, чтобы все атомы находились в возбужденном состоянии, но число атомов в возбужденном состоянии должно превышать число атомов в основном состоянии. Такое состояние всей системы называется *инвертированным*.

Но почему этот эффект не был в то время обнаружен экспериментально? Имеется несколько причин. Описанный выше теоретический результат дает завышенную величину сокращения времени спонтанного распада. Дело в том, что рассматривать многоатомную систему в объеме с линейными размерами, меньшими длины волны излучения, и при этом не учитывать прямого взаимодействия между атомами нельзя. А как мы уже отмечали, это взаимодействие приводит к дополнительному уширению спектральных линий. Обратную величину ширины спектральной линии называют *временем фазовой памяти*. Кооперативное спонтанное излучение может происходить только в течение времени сохранения

фазовой памяти, пока атомная система находится в когерентном состоянии.

Если же рассматривать протяженную систему, размеры которой превышают длину волны излучения, то кооперативный эффект в спонтанном излучении будет выражен слабее. Для протяженной системы излучение будет направлено вдоль наибольшей вытянутости образца. Следовательно, в сверхизлучении будут принимать участие только те фотоны, которые испускаются в пределах дифракционного телесного угла λ^2/D^2 , где λ – длина волны излучения, D – поперечный размер системы. Поэтому фактором ослабления кооперативного эффекта является отношение этого дифракционного угла к полному телесному углу 4π , и для протяженной системы имеем

$$\tau_{SR} \approx \left(\gamma N \frac{\lambda^2}{D^2} \right)^{-1} = (\gamma N_0 \lambda^2 L)^{-1}, \quad (4)$$

где N_0 – концентрация возбужденных атомов, L – длина системы. Таким образом, для протяженной системы сокращение времени спонтанного излучения происходит не в N (как для малой системы), а в N' раз, где N' – число атомов, заключенных в объеме, имеющем протяженность образца, а поперечный размер равен длине волны излучения.

Если интенсивность обычного спонтанного излучения экспоненциально затухает с течением времени (см. (3)), то сверхизлучение, как это было сначала предсказано теоретически, а затем подтверждено экспериментально, представляет собой интенсивный импульс, который возникает с некоторой задержкой после приготовления возбужденного состояния системы. При этом начальное значение интенсивности сверхизлучения равно, конечно, интенсивности обычного спонтанного излучения. Длительность основной части импульса сверхизлучения имеет порядок величины τ_{SR} . Так как величина τ_{SR} , согласно (4), обратно пропорциональна концентрации возбужденных атомов N_0 , а полная энергия излучения пропорциональна N_0 , то пиковая интенсивность (то есть интенсивность в максимуме импульса) должна быть пропорциональна N_0^2 . Это одна из важных особенностей сверхизлучения. Фактически при сверхизлучении происходит синфазное сложение дипольных моментов излучающих атомов и возникает макроскопический дипольный момент, пропорциональный числу атомов. Как известно, интенсивность излучения пропорциональна квадрату дипольного момента, поэтому она оказывается пропорциональной N_0^2 .

Описанные выше свойства сверхизлучения имеют место лишь в том случае, если система не слишком протяжена: ее длина не должна превышать так называемую кооперативную длину, которая может быть приближенно определена из равенства длительности импульса сверхизлучения времени

распространения света вдоль системы. Другим ограничением сокращения длительности оптического импульса является период собственных колебаний $2\pi/\omega_0$. Предельный случай приближения длительности импульса к периоду колебаний несущей волны представляет собой очень заманчивую, но пока не решенную задачу.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ

С чем вообще связан интерес к сверхизлучению? Прежде всего с использованием его для получения ультракоротких мощных импульсов электромагнитного излучения. Если стремиться создать импульс, длительность которого была бы меньше обратной ширины спектральной линии, то это окажется возможным только в режиме сверхизлучения.

В 1973 году появилось первое сообщение [2] об экспериментальном обнаружении сверхизлучения в лаборатории Массачусетского технологического института (США). Оно наблюдалось в инфракрасной области спектра и было обусловлено кооперативным спонтанным переходом между вращательными подуровнями молекулы HF. Энергетическое расстояние между этими подуровнями соответствовало длине волн порядка 100 мкм. Вероятность обычного спонтанного перехода между вращательными подуровнями имеет порядок величины 1 с, и поэтому его интенсивность настолько мала, что практически наблюдать его невозможно. Однако при интенсивной импульсной накачке в этом эксперименте возникал импульс сверхизлучения длительностью 100 нс (10^{-7} с). Излучение имело выраженную направленность (в отличие от изотропного спонтанного излучения) и по интенсивности превышало последнее на десять порядков. Авторы также показали, что пиковая интенсивность зарегистрированного ими излучения была пропорциональна квадрату числа возбужденных атомов — характерная черта сверхизлучения. Затем последовали эксперименты, в которых сверхизлучение наблюдалось также в разреженных газах, но уже при переходах между электронными уровнями в атомах. Они относились к инфракрасной области спектра, а длительности импульсов сверхизлучения имели порядок нескольких наносекунд (1 нс = 10^{-9} с).

В 80-х годах сверхизлучение было обнаружено в твердых телах — примесных кристаллах в оптическом диапазоне частот. Примесные кристаллы — это кристаллы, содержащие инородные атомы или молекулы, играющие роль центров свечения, или, как говорят, центров люминесценции. Спектры излучения этих центров содержат очень узкие линии, ширина которых при низких температурах приближается к радиационной. Это так называемые *бесфоновые* линии, которым посвящена статья [3]. Мы помним, что узость спектральной линии и связанное с этим

большое время фазовой памяти квантового состояния многоатомной системы являются главным условием для наблюдения сверхизлучения.

В работе [4] сообщалось, что сверхизлучение наблюдалось в кристалле хлористого калия, содержащего в качестве примеси молекулярные ионы кислорода, при температуре ниже 30 К и достаточно мощной импульсной накачке, создающей плотность инверсии $N_0 = 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (для сравнения плотность инверсии в газах составляла $10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Соответственно импульс сверхизлучения оказывался более коротким и лежал уже в пикосекундном диапазоне ($1 \text{ пс} = 10^{-12} \text{ с}$), то есть был в тысячу раз короче, чем в газах. Следует заметить, что ширина бесфононной линии оказалась в этих опытах значительно больше радиационной, в частности из-за ненеоднородного уширения. Это приводило к потере фазовой памяти в процессе выравнивания, удлинению импульса и уменьшению его интенсивности.

С чем связана задержка импульса сверхизлучения после того, как в системе уже создана инверсия? Как уже отмечалось, в начальный момент времени интенсивность сверхизлучения совпадает с интенсивностью обычного спонтанного излучения. Последняя пропорциональна числу возбужденных атомов N . Следовательно, начальное значение полного дипольного момента системы пропорционально \sqrt{N} , а эффективный дипольный момент отдельного атома поэтому пропорционален $1/\sqrt{N}$. Это микроскопически малое значение дипольного момента отдельного атома и приводит к значительной задержке импульса сверхизлучения, в течение которой полный дипольный момент вырастает до макроскопического значения. Как показывают теоретические оценки, время задержки пропорционально $(\ln N)^2$ и поэтому превосходит масштабное время сверхизлучения τ_{SR} в сотни раз.

Можно ли сократить время задержки? В работе [5] был предложен один из способов, как это можно сделать. Если в инвертированную систему ввести короткий когерентный импульс на частоте перехода, то он создаст на каждом атоме дипольный момент, величина которого не будет столь малой, как при обычном сверхизлучении. Такой способ реализации сверхизлучения имеет еще одно преимущество. Теперь не требуется короткой накачки, приготовляющей систему в инвертированном состоянии. Действительно, пока в систему не введен затравочный импульс, интенсивность излучения мала и инверсия атомов может сохраняться продолжительное время. Таким образом, затравочный импульс играет роль спускового крючка и позволяет управлять моментом генерации импульса. Этот вид сверхизлучения был назван *индукционным* сверхизлучением. Индуцированное сверхизлучение наблюдалось в кристаллах граната и рубина в лаборатории люминесценции Физического института им. П.Н. Лебедева РАН [6]. Длительность импульса сверхизлучения

составляла в этих экспериментах уже несколько пикосекунд.

Сверхизлучение наблюдалось и в радиочастотном диапазоне длин волн [7]. Это были эксперименты, родственные ядерному магнитному резонансу (ЯМР). Известно, что во внешнем магнитном поле спиновый магнитный момент протона имеет два стационарных состояния и соответственно два уровня энергии. В основном состоянии магнитный момент направлен по внешнему магнитному полю, в возбужденном состоянии — против магнитного поля. Для обычно используемых в экспериментах по ЯМР магнитных полях (порядка нескольких тесла) частота перехода соответствует длине волны в несколько метров. Такая система является идеальным примером двухуровневой квантовой системы. Возможен ли спонтанный переход в такой системе? Практически нет, поскольку его вероятность, которая может быть оценена по теории Дирака, имеет порядок 10^{-25} с^{-1} и, следовательно, характерное время распада составляет более чем астрономическую величину 10^{25} с . Если же оценить время сверхизлучения по формуле $(\gamma N)^{-1}$ как для системы, имеющей размеры меньше длины волны излучения, то получится не столь разочаровывающий результат, поскольку полное число протонов в образце может быть порядка 10^{23} . Но на самом деле условия наблюдения сверхизлучения являются еще более благоприятными. Было показано, что сверхизлучение в системе ядерных спинов можно наблюдать, только если она находится в высокодобротном резонаторе. При этом усиление эффекта, то есть сокращение времени излучения, происходит в $Q\lambda^3/V$ раз, где Q — добротность радиочастотного контура, λ — длина волн, V — объем резонатора. Этот фактор может быть 100 или 1000. Таким образом, длительность импульса сверхизлучения в такой системе будет порядка миллисекунд. Сверхизлучение в системе ядерных спинов сравнительно недавно наблюдалось в Объединенном институте ядерных исследований (Дубна) и Институте ядерной физики РАН (Гатчина).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, видно, что сверхизлучение представляет собой фундаментальное физическое явление, механизм которого объяснен теоретически и существование которого подтверждено многочисленными экспериментами для широкого круга явлений в различных диапазонах длин волн. Важно отметить, что этот эффект принципиально отличается от лазерной генерации. В случае сверхизлучения нельзя пользоваться представлениями о вынужденных переходах, которые происходят независимо в каждом атоме под влиянием внешнего поля. При сверхизлучении многоатомная система находится в когерентном состоянии, в котором согласованы фазы волновых функций отдельных атомов, что приводит к интерференции состояний отдельных

атомов и сложению их дипольных моментов. Общность и универсальность этого явления заключаются в том, что все оптические излучательные процессы, происходящие за время, меньшее обратной ширины спектральной линии, имеют сверхизлучательный характер.

Кратко остановимся на некоторых перспективах применения этого явления, которые нашли отражение в литературе. Давно обсуждается вопрос о возможности наблюдения сверхизлучения на ядерных переходах, то есть в гамма-диапазоне частот электромагнитного излучения. Получены теоретические оценки параметров таких систем и выбраны возможные типы ядерных систем и размеры кристаллов, содержащие в необходимой концентрации радиоактивные ядра. Принципиальную трудность представляет осуществление короткой накачки, создающей инверсию.

Существует явление, в некотором смысле противоположное сверхизлучению и получившее название *субизлучение*. Этот эффект связан с возможностью создания таких когерентных многоатомных состояний, излучение из которых запрещено. Такие состояния уже наблюдались экспериментально. Вопрос в том, как искусственно создавать такие состояния и как переключать субизлучательный канал на сверхизлучательный, чтобы запасенная в системе энергия могла быть преобразована в энергию сверхкороткого импульса электромагнитного излучения. Одна из идей заключается в использовании трехуровневой схемы переходов. Субизлучательное состояние по отношению к переходу между парой уровней может быть преобразовано в сверхизлучательное с помощью “подмешивания” к одному из одноатомных рабочих состояний третьего состояния с близким энергетическим уровнем. Причем это в принципе может быть осуществлено когерентным импульсом микроволнового диапазона. Таким образом, предлагается устройство, которое позволило бы управлять мощным электромагнитным излучением с помощью низкоэнергетического импульса.

Другим важным объектом приложения концепции сверхизлучения является лазер на свободных электронах. Лазер на свободных электронах (или ондулятор) представляет собой устройство, в котором поток электронов, движущихся со скоростью, близкой к скорости света, проходит через пространственно-периодическое магнитное поле. Под влиянием силы Лоренца электроны испытывают ускорение в поперечном направлении и поэтому излучают электромагнитные волны, сосредоточенные в узком конусе вдоль направления своего основного движения. Это поле, взаимодействуя с электронами, усиливает процесс излучения. Интенсивность выходящего излучения зависит от соотношения фаз колебаний поля и электронов. В режиме высокого усиления взаимодействие электронов с собственным полем излучения приводит к корреляции фаз

колебаний отдельных электронов. В результате интенсивность излучения будет пропорциональна не числу излучающих электронов, а квадрату этого числа. Хотя описанный процесс носит классический характер, была обнаружена математическая аналогия его теории с теорией квантового сверхизлучения, о котором рассказано выше. Ограничимся здесь этими примерами.

Нет сомнения в том, что в дальнейшем появятся новые области физики, в которых сверхизлучение будет обнаружено, и что оно найдет широкое практическое применение. Более подробное изложение вопросов, затронутых в этой статье, читатель может найти в книге [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Dicke R.H.* // Phys. Rev. 1954. V. 93. P. 99.
2. *Skribanowitz N., Herman I.P., MacGillivray J.C., Feld M.S.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. № 8. P. 309.
3. *Трифонов Е.Д.* Оптический аналог эффекта Мёссбауэра // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 11. С. 96–102.

4. *Florian R., Schwan L., Schmid D.* // Phys. Rev. A. 1984. V. 29. № 5. P. 2709.

5. *Malikov R.F., Trifonov E.D.* // Opt. Comm. 1984. V. 52. № 1. P. 74.

6. *Варнавский О.П., Киркин А.М., Леонович А.М. и др.* // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1984. Т. 86. № 4. С. 1227.

7. *Божанов Н.А., Булганица Д.С., Зайцев А.И. и др.* // Там же. 1990. Т. 97. № 6. С. 1995.

8. *Benedict M.G., Ermolaev A.M., Malyshev V.A. et al.* // Superradiance. Bristol; Philadelphia: Inst. Phys. Publ., 1996. P. 326.

* * *

Евгений Дмитриевич Трифонов, доктор физико-математических наук, профессор Российского государственного педагогического университета им. А.И. Герцена. Область научных интересов: теория твердого тела, квантовая нелинейная оптика. Автор более 100 работ и двух монографий.