

Вынужденное излучение. Лазеры. Мазеры

С. З. Пирчхадзе

1. Введение

В 1916 г. Эйнштейн дал новый вывод формулы Планка, основанный на представлениях Бора о механизме излучения. В этой работе было введено понятие индуцированного излучения — явления, на котором основан принцип действия лазера. Пусть E_1, E_2, E_3, \dots — значения энергии, которые может принимать атом или вообще любая атомная система. Атом может самопроизвольно перейти из высшего энергетического состояния E_n в низшее E_m с испусканием света. Такое излучение называется спонтанным. Если атом находится в световом поле, то последнее может вызывать переходы как с высшего уровня E_n на низший E_m , так и обратно с низшего E_m на высший E_n . Первые переходы сопровождаются излучением света. Оно и называется индуцированным (вынужденным) излучением. Обратные переходы сопровождаются поглощением света атомом (рис. 1).



Рис. 1. Типы взаимодействия света с атомом на примере двух уровней E_1 и E_2

Эйнштейн применил к описанию процессов спонтанного и вынужден-

ного излучения вероятностные методы. При этом для проблемы равновесного излучения не имеет значения, присуща ли вероятность ансамблю физических объектов или самим элементарным законам, управляющим их поведением. Рассмотрим теперь много одинаковых атомов в световом поле. Последнее будем предполагать изотропным и неполяризованным. Тогда отпадает вопрос о зависимости коэффициентов, вводимых ниже, от поляризации и направления излучения. Пусть N_n и N_m — числа атомов в состояниях E_n и E_m , причем состояния E_n и E_m могут быть взяты какими угодно из ряда допустимых состояний E_1, E_2, E_3, \dots . Среднее число переходов атомов из состояния E_n в состояние E_m в единицу времени из-за спонтанного излучения будет пропорционально исходному числу атомов N_n . Представим его в виде $A_n^m N_n$. Эйнштейн постулировал, что из-за индуцированного излучения среднее число переходов между теми же уровнями будет по-прежнему пропорционально N_n , а также спектральной плотности излучения $u(\omega_{mn})$ при частоте испускаемого света, соответствующей рассматриваемому переходу. Обозначим это число через $B_n^m N_n u(\omega_{mn})$. Аналогично, среднее число переходов с уровня E_m на уровень E_n из-за поглощения света представится как $B_m^n N_m u(\omega_{mn})$. Величины A_n^m , B_n^m , B_m^n называются коэффициентами Эйнштейна. Они являются характеристиками только самого атома и могут зависеть лишь от частоты ω_{mn} . Допустим теперь, что поле излучения, в котором находятся атомы, равновесное и имеет температуру T . Тогда имеет место детальное равновесие, а потому

$$A_n^m N_n + B_n^m N_n u(\omega_{mn}) = B_m^n N_m u(\omega_{mn}) \quad (1)$$

Если дополнительно учесть, что уровни энергий E_n и E_m кратные, а не простые, то коэффициенты Эйнштейна связаны соотношением

$$g_m B_n^m = g_n B_m^n, \quad (2)$$

где целые числа g_m и g_n — кратности соответствующих уровней [1].

Дальнейшие вычисления позволяют определить и коэффициент A_n^m , что позволяет решить подобную задачу численно. Заметим, что при низких температурах индуцированное излучение несущественно по сравнению со спонтанным. Поэтому в области низких температур справедлива формула Вина — предельный случай формулы Планка. Последняя приводит к неизбежному заключению о существовании индуцированного излучения.

2. Принцип работы лазера

Обычные источники света — пламя, лампы накаливания, газоразрядные трубки, люминесцентные лампы и пр. — излучают некогерентно. Однако, как оказалось, можно создать и когерентно излучающие источники света, в которых бы различные атомы излучали волны согласованно, подобно радиостанциям, с одинаковыми частотами, фазами, поляризацией и направлением распространения. Такие источники называются оптическими квантовыми генераторами или лазерами. Слово «лазер» образовалось из первых букв полного английского названия “Light amplification by stimulated emission of radiation”, что в переводе означает: усиление света посредством индуцированного излучения. Индуцировано излученный фотон характеризуется не только той же частотой ω (как и при спонтанном излучении), но также теми же фазой, поляризацией и направлением распространения. Вместо одного падающего фотона получается два тождественных фотона. Эта особенность индуцированного излучения и используется в лазерах. Рассмотрим ту же двухуровневую среду из атомов. Допустим, что в среде распространяется плоская монохроматическая волна, частота которой определяется условием $\hbar\omega = E_2 - E_1$. За время $dt = \frac{dx}{v}$, где v — скорость распространения, а dx — расстояние, пройденное волной, с нижнего уровня на верхний переходит в среднем $u(\omega)B_1^2N_1dt$ атомов и такое же число фотонов поглощается. Из-за индуцированного излучения с верхнего уровня на нижний перейдет $u(\omega)B_2^1N_2dt$ атомов и родится такое же число фотонов той же поляризации и направления распространения, что и у рассматриваемой волны. Фотоны, излученные спонтанно, а также фотоны, индуцированные другими волнами, можно не учитывать, так как среди них только ничтожная часть распространяется в нужном направлении и обладает нужной поляризацией. Увеличение числа фотонов в единице объема при прохождении волной расстояния $dx = vdt$ представится выражением

$$dN_{ph} = (B_2^1N_2 - B_1^2N_1) u(\omega) \frac{dx}{v}. \quad (3)$$

С учетом (2)

$$dN_{ph} = \left(\frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} \right) g_1 B_1^2 u(\omega) \frac{dx}{v}. \quad (4)$$

Чтобы при распространении в среде волна усиливалась, необходимо выполнение условия

$$\frac{N_2}{g_2} > \frac{N_1}{g_1}. \quad (5)$$

В обычных условиях, когда среда находится в термодинамическом равновесии, условие (5) не выполняется. Это непосредственно следует из формулы Больцмана $n = n_0 e^{-\frac{E}{kT}}$. Можно искусственно получить термодинамически неравновесную среду, в которой выполняется соотношение (5). Такая среда называется активной или средой с инверсной заселенностью. Для усиления световой волны необходимо, чтобы среда, в которой волна распространяется, была активной. Чтобы активное вещество превратить в генератор световых колебаний, надо осуществить обратную связь. Необходимо, чтобы часть излученного света все время находилась в зоне активного вещества и вызывала вынужденное излучение все новых и новых атомов. Для этого активное вещество помещают между двумя параллельными зеркалами. Допустим, например, что оно представляет собой цилиндр 2, а плоскости зеркал 1 и 3 перпендикулярны к оси этого цилиндра (рис. 2). Тогда луч света, претерпевая многократные отражения от зеркал 1 и 3, будет проходить много раз через активное вещество, усиливаясь при этом в результате вынужденных переходов атомов с высшего энергетического уровня E_2 на более низкий уровень E_1 . Получается открытый резонатор, представляющий собой в сущности интерферометр Фабри–Перо, только заполненный активной средой [1].

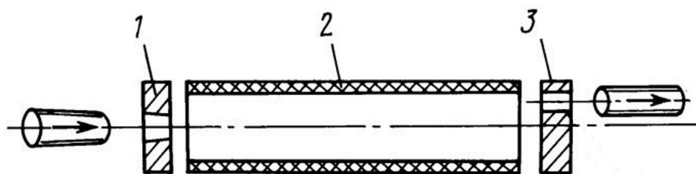


Рис. 2. Открытый оптический резонатор

3. Типы лазеров

Существует множество материалов, применяемых в качестве активных сред в лазерах. Здесь будут рассмотрены некоторые из них.

3.1. Твердотельные лазеры

Первый квантовый генератор света был создан в 1960 г. Т. Мейманом на рубине. В настоящее время существует большое количество твердотельных лазеров, как импульсных, так и непрерывных. Одним из наиболее распространенных и мощных импульсных лазеров является лазер

на рубине, о котором и пойдет речь. Активным элементом рубинового лазера является кристалл рубина ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$), в котором генерирующими центрами (активными частицами) являются ионы хрома Cr^{3+} . Число активных частиц невелико и составляет около 0,05% от полного числа атомов среды. Таким образом, активные частицы в рубине практически не взаимодействуют друг с другом, и их энергетический спектр сохраняет некоторые черты спектра, присущего изолированному иону. Однако каждый отдельный ион хрома находится в поле кристаллической решетки, то есть взаимодействует с атомами решетки. Взаимодействие активных атомов с полем кристаллической решетки приводит к расщеплению и уширению энергетических уровней, к превращению их в энергетические зоны. Электроны внутренних оболочек атома экранируются внешними электронами, поэтому они слабо взаимодействуют с кристаллическим полем, и связанные с ними энергетические уровни расширяются незначительно. Наибольшее уширение испытывают уровни, соответствующие внешним электронам в атоме. Таким образом, спектр поглощения (излучения) кристалла должен состоять из отдельных полос и резких линий поглощения (излучения), ширина которых зависит от ширины соответствующих энергетических уровней. На рис. 3а изображена схема энергетических уровней иона хрома Cr^{3+} в рубине.

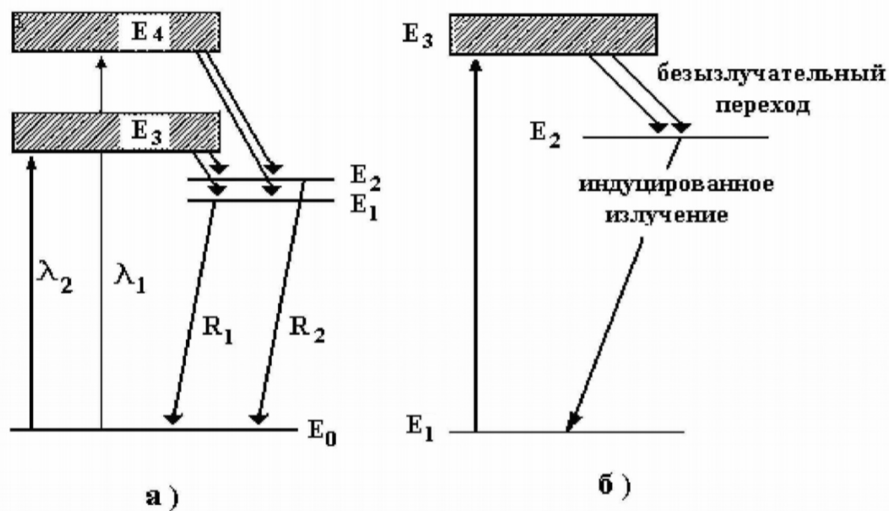


Рис. 3. Схема уровней в кристалле рубина $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$

Обычно рубин возбуждается излучением мощной лампы накачки. При этом излучение поглощается в двух широких полосах, соответствующих переходам ионов из основного состояния E_0 в состояния E_3 и E_4 . Центральным частям этих полос поглощения соответствуют длины волн $\lambda_1 = 4100 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 5600 \text{ \AA}$. В течение малого времени одна часть возбужденных ионов из состояний E_3 и E_4 возвращается в основное состояние E_0 , а другая часть переходит в состояния $E_{1,2}$. Переход в состояние E_0 радиационный, сопровождается излучением света; переходы в состояния $E_{1,2}$ — безызлучательные. Энергия при таком переходе передается кристаллической решетке. Вероятность безызлучательного перехода $E_{3,4} \rightarrow E_{1,2}$ значительно больше, чем вероятность радиационного перехода $E_{3,4} \rightarrow E_0$. Поэтому ионы хрома из состояний $E_{3,4}$ будут, в основном, переходить в состояния $E_{1,2}$. Состояния $E_{1,2}$ являются метастабильными. Переходам между уровнями E_1, E_2 и основным состоянием E_0 соответствуют линии излучения R_1 и R_2 с длинами $\lambda_1 = 6943 \text{ \AA}$ и $\lambda_2 = 6929 \text{ \AA}$. Каждая из этих линий, в свою очередь, дублетная, потому что основное состояние — дублет (состоит из двух близко расположенных подуровней). При комнатной температуре тонкую структуру R -линий наблюдать нельзя из-за их большой спектральной ширины. Лазерное излучение в рубиновом кристалле, в принципе, может быть получено на обеих R_1 и R_2 -линиях. Однако практически все лазеры на рубине работают на линии R_1 , так как на ней проще осуществить инверсную населенность [1]. На рис. 3б изображена упрощенная схема получения индуцированного излучения в рубиновом лазере. Существует множество различных типов рабочих тел, накачки и генерируемых пучков твердотельных лазеров. В таблице 1 приведены некоторые примеры.

Таблица 1. Некоторые разновидности твердотельных лазеров [2]

Рабочее тело лазера	Длина волны	Тип накачки
Рубиновый лазер	694,3 нм	Импульсная лампа
Алюмо-иттриевый лазер с легированным неодимом Nd:YAg	1,063 мкм	Импульсная лампа, лазерный диод
Титан-сапфировый лазер	650–1100 нм	Другой лазер
Лазер на фториде кальция, легированном ураном U:CaF ₂	2,5 мкм	Импульсная лампа
Лазер на неодимовом стекле	~ 1,06 мкм	Импульсная лампа, лазерные диоды

3.2. Газовые лазеры

В гелий-неоновом лазере рабочим веществом (активной средой) является смесь гелия и неона (рис. 4).

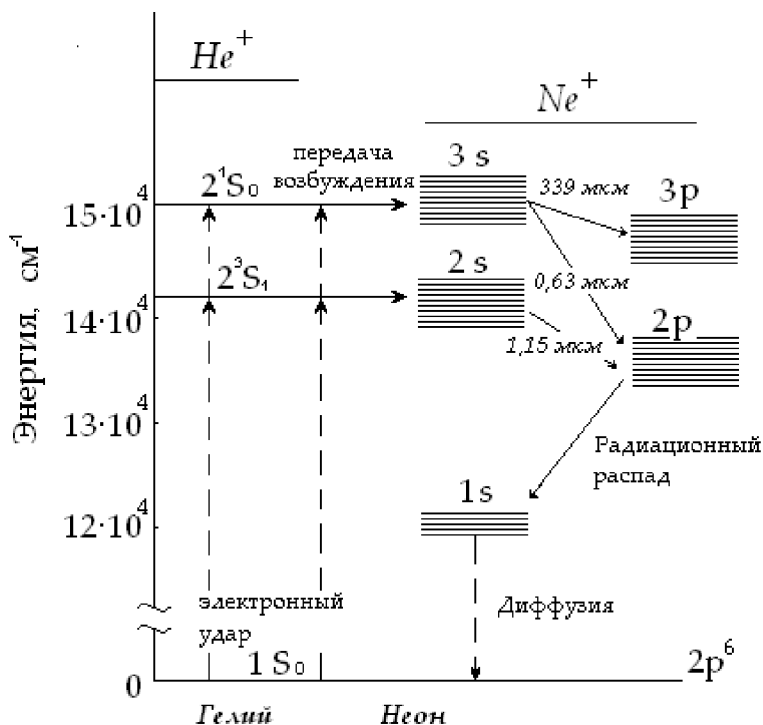


Рис. 4. Схема уровней в смеси газов гелия и неона

Для возбуждения активной среды (накачки) используется высоковольтный выпрямитель с выходным напряжением в несколько тысяч вольт. Электрическое поле в газовой смеси создается с помощью специальных электродов. Между катодом и анодом на трубку накладывается напряжение в несколько кВ. Разрядный ток в ней равен нескольким миллиамперам. В смеси гелия с неоном основным рабочим веществом являются атомы Ne. В газовом разряде часть атомов Ne переходит с основного уровня на долгоживущие возбужденные уровни 2s и 3s, которые состоят из нескольких подуровней. Инверсная заселенность создается большей заселенностью уровней 2s и 3s по сравнению с короткоживущим уров-

нем $2p$. Однако в чистом неоне созданию инверсной заселенности мешает метастабильный уровень $1s$. Эта трудность устраняется введением в Ne примеси He, у которого энергии двух возбужденных долгоживущих уровней 2^1S_0 и 2^3S_1 почти совпадают с уровнями $2s$ и $3s$ неона. Атомы He при газовом разряде возбуждаются в результате столкновений с электронами газоразрядной плазмы. При неупругих соударениях возбужденных атомов He с невозбужденными атомами Ne возможна резонансная передача возбуждения, в результате которого атомы Ne оказываются в возбужденных состояниях $2s$ и $3s$, а атомы He — в основном. Таким образом, He в гелий-неоновом лазере служит резервуаром возбуждения, резонансным образом передаваемого от He к Ne. Если правильно подобрать давление Ne и He в смеси (давление Ne = 0,1 мм рт. ст., давление He = 1 мм рт. ст.), можно добиться заселенности уровней $2s$ и $3s$ атомов Ne значительно превышающей населенность этих уровней в чистом Ne. Оптическая обратная связь в He-Ne лазере осуществляется при помощи одного плоского и одного сферического или двух конфокальных сферических зеркал с большой отражательной способностью: заднее зеркало имеет коэффициент отражения 99,8%, переднее — 97–98%. Для увеличения коэффициента отражения зеркала резонатора делают с многослойным диэлектрическим покрытием (более десятка слоев сульфида цинка, фтористого магния или других веществ) [3]. А. Джаван, В. Беннет и Д. Ериот построили и испытали первый гелий-неоновый лазер в 1960 году. Как и в случае твердотельных лазеров, существует большое количество разновидностей газовых лазеров. Некоторые из них приведены в таблице 2.

Таблица 2. Некоторые разновидности газовых лазеров [2]

Рабочее тело лазера	Длина волны	Тип накачки
Гелий-неоновый лазер	632,8 нм (543,5; 593,9; 611,8 нм, 1,1523; 1,52; 3,3913 мкм)	Электрический разряд
Углекислотный лазер (CO ₂)	10,6 мкм, (9,6 мкм)	Электрический разряд
Ксеноновый лазер	Множество спектральных линий по всему видимому спектру и частично в УФ и ИК областях	Электрический разряд
Химический лазер на кислороде и иоде	1,315 мкм	Химическая реакция в пламени синглетного кислорода и иода

3.3. Лазеры на красителях

Лазер на красителях — перестраиваемый жидкостный лазер, преобразующий энергию излучения лампы или лазера накачки в лазерное излучение с изменяемой длиной волны. Эффект генерации раствора красителя впервые обнаружили в 1965 г. П. Сорокин с сотрудниками в лаборатории фирмы ИВМ в ходе исследования ряда красителей, используемых в пассивных затворах для рубиновых лазеров. Активной средой служат органические красители на основе бензола и ряда других соединений. Эти материалы в определенной мере сочетают преимущества твердых сред (высокая плотность) и газов (большая однородность). При необходимости рабочие параметры среды поддерживают, прокачивая жидкость в процессе работы через холодильник и фильтр. Инверсная населенность создается облучением кюветы с жидкостью светом лазера или газоразрядной лампы. При накачке важно, чтобы источник накачки излучал на частотах, близких к положению максимума полосы поглощения красителя. Мощность излучения достигает десятков ватт, длина волны может меняться в пределах от 322 до 1260 нм простой заменой кюветы с раствором. Лазеры на красителях генерируют как непрерывное излучение, так и последовательности ультракоротких импульсов. Когда краситель возбуждается внешним источником коротковолнового излучения, он излучает на более длинных волнах или флуоресцирует, поглощая фотон на длине волны возбуждения, а затем излучая фотон на длине волны флуоресценции. Разность энергии фотонов идет на безызлучательные переходы и в конечном счете переходит в тепло. Краситель флуоресцирует в исключительно широком диапазоне частот видимой области спектра в противоположность очень узкой полосе флуоресценции типичного твердотельного лазера.

Широкий спектр флуоресценции красителя можно объяснить с помощью приведенной на рис. 5 схемы энергетических уровней типичной молекулы красителя. Молекула красителя имеет две группы состояний: синглетные (S_0 , S_1 и S_2) и триплетные (T_1 и T_2). (Синглетные состояния возникают, когда полный спин возбужденных электронов в молекуле равен нулю, а триплетные — когда спин равен единице.) Синглет-триплетные и триплет-синглетные переходы маловероятны по сравнению с синглет-синглетными и триплет-триплетными переходами. Накачка лазера на красителях происходит при поглощении фотонов, которые переводят молекулы из основного состояния S_0 в первое возбужденное состояние S_1 . Затем происходит быстрый безызлучательный переход в низшие из уровней состояния S_0 . Стимулированное излучение возникает при переходе между уровнем, расположенным вблизи дна состояния S_1 , и некоторым промежуточным состоянием S_0 . Так как состояния S_0 и S_1 содержат

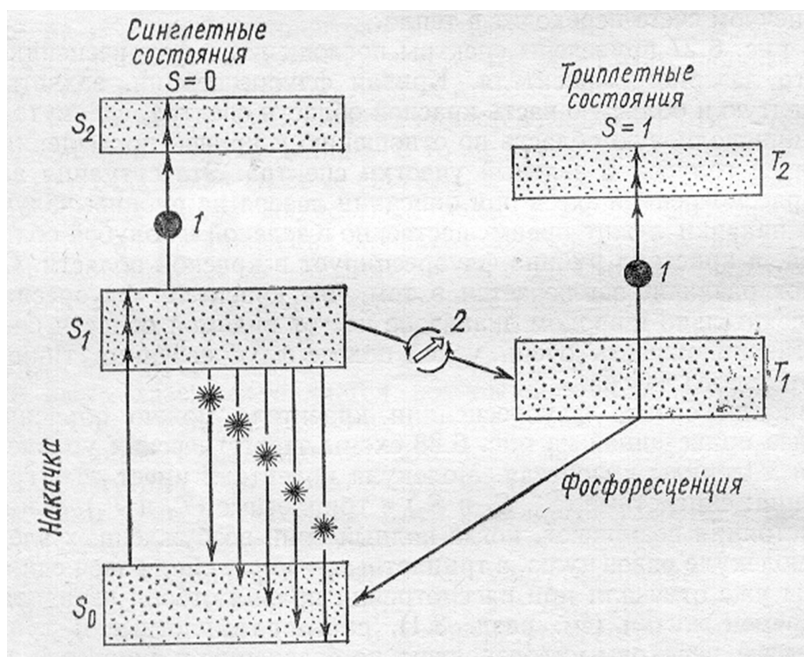


Рис. 5. Схема уровней в лазере на красителе

множество отдельных колебательно-вращательных подуровней, то возникающая линия излучения весьма широка. Триплетные состояния T_1 и T_2 не участвуют непосредственно в генерации излучения, тем не менее наличие их весьма существенно. Имеется некоторая малая вероятность того, что будет иметь место запрещенный переход $S_1 \rightarrow T_1$ (называемый интеркомбинационным переходом). Так как переход $T_1 \rightarrow S_0$ (фосфоресценция) также является запрещенным, молекулы имеют тенденцию накапливаться в состоянии T_1 . Но переход $T_1 \rightarrow T_2$ является разрешенным, и, к сожалению, диапазон частот для этого перехода почти в точности равен диапазону рабочих частот лазера. Как только в результате переходов значительное число молекул накапливается в состоянии T_1 поглощение на переходе $T_1 \rightarrow T_2$ быстро уменьшает коэффициент усиления и может сорвать генерацию. По этой причине некоторые лазеры на красителях работают в импульсном режиме при длительности импульса меньшей, чем та, которая требуется для достижения заметных значений населенности состояния T_1 . Для некоторых красителей может также иметь место поглощение, связанное с переходами в более высокие синглетные состояния

($S_1 \rightarrow S_2$), поэтому следует выбирать такие красители, у которых частоты этих переходов не лежат в интересующей исследователя спектральной области [3].

3.4. Лазеры на парах металлов

Рассмотрим тип лазеров на парах металлов на примере гелий-кадмиевого лазера. Накачка верхних лазерных уровней ($^2D_{3/2}$ и $^2D_{5/2}$) в Cd^+ осуществляется с помощью атомов гелия через ионизацию Пеннинга (рис. 6).

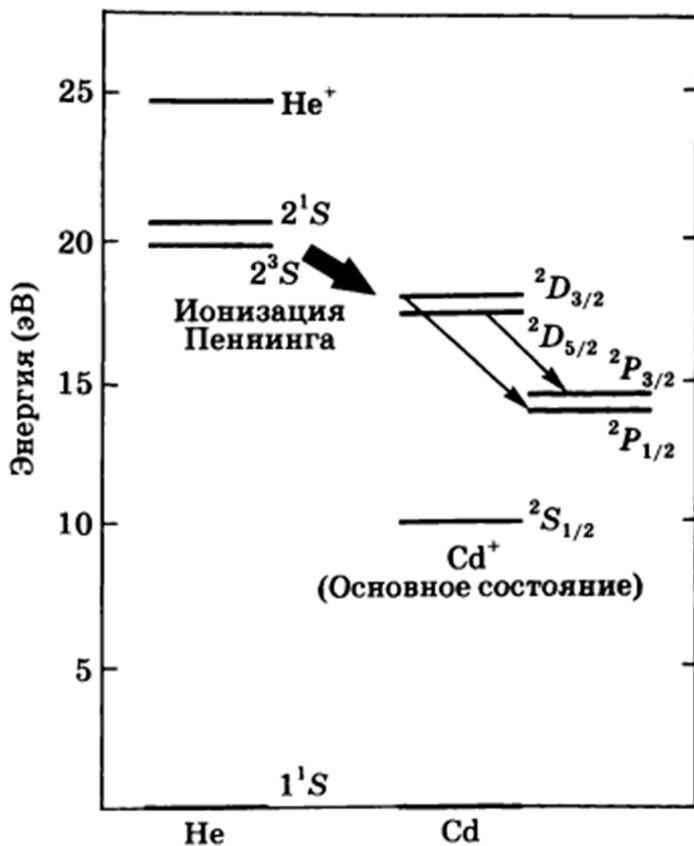


Рис. 6. Схема уровней в гелий-кадмиевом лазере

В общем случае этот процесс можно записать в виде

$$A^* + B = A + B^+ + e, \quad (6)$$

где ион B^+ может оказаться как возбужденным, так и невозбужденным. Процесс протекает только в том случае, когда энергия возбужденного атома A^* больше или равна энергии ионизации атома B (и энергии возбуждения B^+ , если ион переводится в возбужденное состояние). Ионизация Пеннинга является нерезонансным процессом, и избыточная энергия может перейти в кинетическую энергию испущенного электрона. В случае He-Cd в качестве частицы A^* выступает гелий в метастабильных состояниях 2^1S и 2^3S и энергия возбуждения передается при столкновении атому Cd для возбуждения иона Cd^+ . Несмотря на то, что процесс накачки нерезонансный, сечение возбуждения состояний D примерно в три раза больше, чем сечение возбуждения состояний P . Однако более важным оказывается, что время жизни состояний D ($\sim 0,1$ мкс) много больше времени жизни состояний P (~ 1 нс). Поэтому можно без труда достичь инверсии населенностей между состояниями D и P и получить лазерную генерацию. Согласно правилам отбора, генерация возникает при $^2D_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ ($\lambda = 325$ нм, УФ) и $^2D_{5/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ ($\lambda = 416$ нм, синий переход). Затем в ходе релаксации ионы переходят в основное состояние $^2S_{1/2}$ [3].

3.5. Лазеры на свободных электронах

В отличие от всех ранее рассмотренных типов лазеров, рентгеновские лазеры не используют рабочее тело. Вместо этого для генерации пучков фотонов используются ускорители с переменным магнитным полем, так называемые ондуляторы (рис. 7).

Физическая концепция ондулятора была разработана в СССР В. Л. Гинзбургом в 1947 году и затем в 1953 году реализована практически Х. Мотцем с сотрудниками, которые в Стэнфордском университете (США) построили и установили на линейном ускорителе электронов первый ондулятор, генерировавший видимое излучение. Первые ондуляторы для рентгеновской области спектра были построены в СССР в ФИАН и в Томском политехническом институте в начале 1970-х годов. Ондулятор изготавливается в виде периодической цепочки большого числа (до ста и более) сравнительно слабых близкорасположенных постоянных магнитов. При прохождении через ондулятор, электронный пучок периодически отклоняется слабыми магнитными полями в поперечном направлении, и его траектория становится зигзагообразной, близкой к синусоиде. На каждом таком «изгибе» волн внутри ондулятора испускается синхротронное ЭМИ [4].

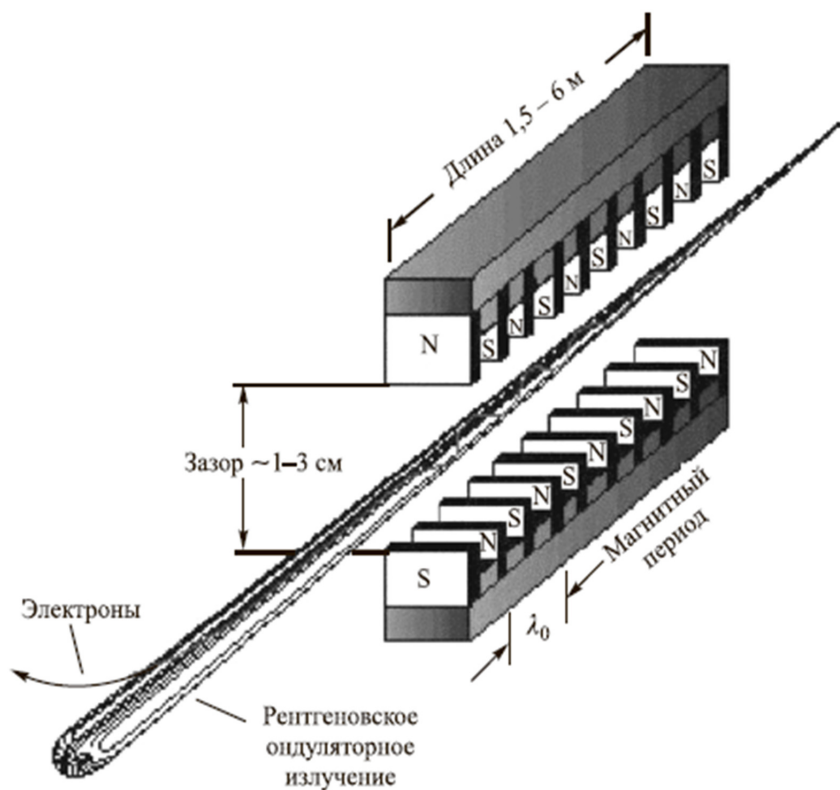


Рис. 7. Упрощенная схема ондулятора

Под влиянием силы Лоренца при незначительных электрических полях некоррелированное, случайное движение электронов внутри маленького сгустка эволюционирует в хорошо коррелированную электронную волну. Такой физический процесс известен как самоусиливающееся спонтанное излучение (англ. self-amplified spontaneous emission, SASE). Эта эволюция начинается со случайных статистических флуктуаций плотности внутри электронного сгустка и развивается с прохождением через длинный ондулятор в электронную волну или микроструктурированное облако (англ. microbunch) (рис. 8). Небольшое фазовое пространство электронного пучка приводит к интерференции электрических полей, количество которых затем растет пропорционально N_e — числу электронов, участвующих в волне. Так как излучаемая мощность увеличивается про-

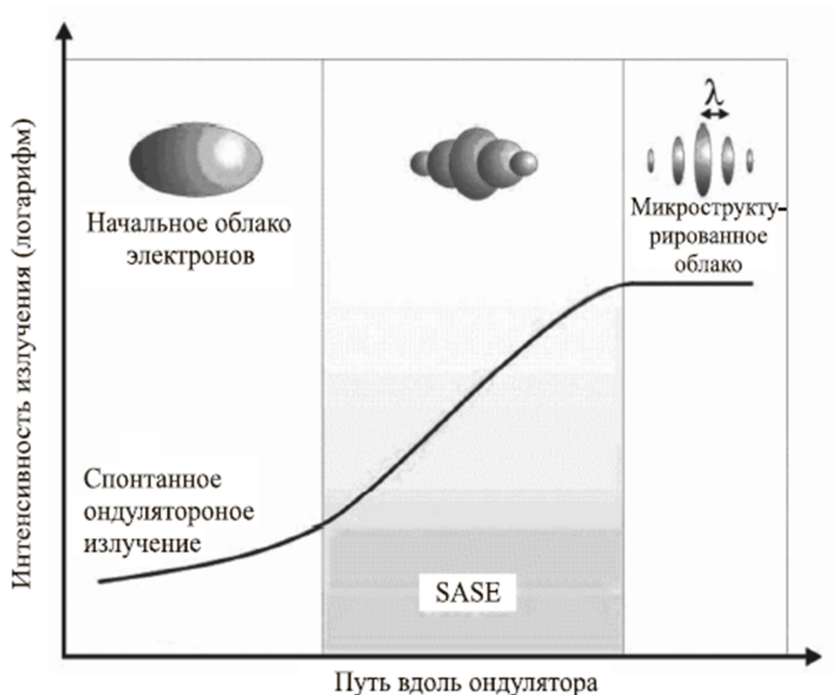


Рис. 8. Явление самоусиливающегося спонтанного излучения

порционально квадрату электрического поля, то есть N_e^2 , учитывая усиление электрических полей каждого отдельно взятого электрона, в итоге мощность растет экспоненциально с пройденным пучком расстоянием в ондуляторе. При насыщении это может привести к тому, что излучаемые мощности будут в диапазоне тераватт, а импульсы будут длительностью в 10–100 фемтосекунд, при этом каждый из них будет обладать высокой пространственной когерентностью [5].

Лазеры на свободных электронах чаще всего работают в рентгеновском или ультрафиолетовом диапазоне. Один из последних введенных в эксплуатацию — Европейский рентгеновский лазер на свободных электронах (англ. European x-ray free electron laser, European XFEL) — способен генерировать пучки фотонов с частотой порядка 10^5 Гц.

4. Мазеры

В 1954 году был изобретен квантовый генератор микроволнового излучения, мазер (от англ. maser, microwave amplification by stimulated emission of radiation), который является ближайшим родственником лазера. Однако в отличие от лазеров, которые получили очень широкое распространение, мазеры используются гораздо реже из-за ряда технических трудностей, возникающих при их эксплуатации. Газовые мазеры требуют установок, создающих вакуум очень большой глубины, а твердотельные мазеры могут работать только при температурах, которые может обеспечить охлаждение при помощи жидкого гелия, порядка 4 градусов Кельвина. В связи с этим до сих пор мазеры являются очень непопулярным и дорогостоящим оборудованием. Однако недавние исследования в этой области могут кардинально изменить сложившуюся ситуацию. В 2012 году группа исследователей из Национальной физической лаборатории и Имперского колледжа в Лондоне разработала твердотельный мазер с использованием пентацена, легированного ионами р-терфенила в среде усилителя, который работает при комнатной температуре. В другом эксперименте в качестве тела нового мазера ученые использовали алмаз, выращенный в обогащенной азотом атмосфере. В результате этого под воздействием фокусированного электронного луча множество атомов углерода в структуре синтетического алмаза были замещены атомами азота, формируя дефекты кристаллической решетки, известные под названием азотной вакансии (рис. 9). После этого алмаз был нагрет до высокой температуры, что позволило атомам азота и углерода сформировать пары, которые иногда используются в качестве кубитов в квантовых технологиях. Кристалл обработанного синтетического алмаза был заключен внутри сапфирового кольца, которое выступало в роли концентратора энергии микроволновых волн, и освещен светом зеленого лазера. Проведенные эксперименты показали, что такой мазер способен работать при комнатной температуре сколь угодно долгое время [6].

Основные типы используемых мазеров:

- атомные мазеры,
- газовые мазеры,
- твердотельные мазеры,
- мазер на двойном благородном газе.

Мазеры служат «атомными стандартами частоты» и являются одной из многих форм атомных часов. Они часто используются как микроволновые усилители с низким уровнем шума в радиотелескопах [7]. Также мазеры могут быть использованы в массе различных областей, включая высокоточные часы, радарные системы, системы сверхвысокочувствитель-

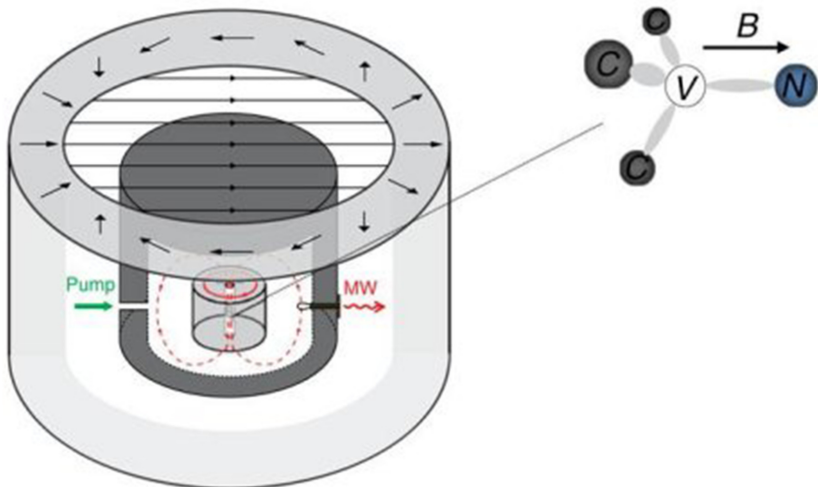


Рис. 9. Алмаз с N-вакансией в схеме лазера

ной магнитно-резонансной спектроскопии и системы дальней космической связи. Помимо этого, мазеры могут быть использованы в технологиях квантовых вычислений, обеспечивая управление состоянием и считывание информации, хранящейся в квантовых битах, кубитах.

5. Заключение

Открытие явления индуцированного излучения положило начало новой эпохе в физике в целом. Благодаря своим уникальным свойствам и широкому диапазону характеристик, лазеры используются повсеместно в науке и быту. Легко достижимая высокая энергия пучка применяется в резке и наплавке металлов, печатных плат, компакт-дисков. Благодаря своей дальности действия и коллимированности лазеры используются в метрологии, в будущем планируется развивать «лазерную связь». Высокая частота генерируемых импульсов позволяет разрешить протекание химических и ядерных реакций. Для изучения взаимодействия лазерного излучения с веществом и получения управляемого термоядерного синтеза строят большие лазерные комплексы, мощность которых может превосходить 1 ПВт. Мазеры, благодаря последним исследованиям, планируется использовать в космической отрасли для связи на дальних расстояниях.

Литература

- [1] *Сивухин Д. В.* // Общий курс физики. Оптика. — М. Наука. 1980. Т. 4.
- [2] *Marvin Ed., Weber J.* // Handbook of laser wavelengths. — CRC Press LLC. 1999.
- [3] *Звелто О.* // Принципы лазеров. — М. Мир. 1990.
- [4] *Фетисов Г. В.* // Синхротронное излучение. Методы исследования структуры веществ. — М. ФИЗМАТЛИТ. 2007.
- [5] *Attwood D., Sakdinawat A.* // X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation Principles and Applications. — Cambridge University Press. 2017.
- [6] *Jin L., Pfender M., Aslam N. et al.* // Proposal for a room-temperature diamond maser. — Nat Commun 6, 8251. 2015.
- [7] *Сизмен А.* // Мазеры. — М. Мир. 1966

Коллектив авторов:

Н. М. Артемьева, Д. Грибков, К. Гусейнов, К. Замогильный,
Б. С. Ишханов, Д. И. Качалова, А. Короткова, В. С. Кравченко,
Е. Н. Лыкова, С. А. Михеев, В. В. Негребецкий, С. З. Пирчхадзе,
Д. А. Радева, М. В. Симонов

*В оформлении обложки использована репродукция картины
И. И. Левитана «Весна в Италии».*