

К 50-ЛЕТИЮ СОЗДАНИЯ ЛАЗЕРА

Лазер — источник когерентного света

О.Н. Крохин

Кратко изложены история и фундаментальные физические основы, приведшие к созданию 50 лет назад новых источников излучения световых когерентных волн — лазеров.

PACS numbers: 01.65. + g, 42.25. – p, 42.55. – f

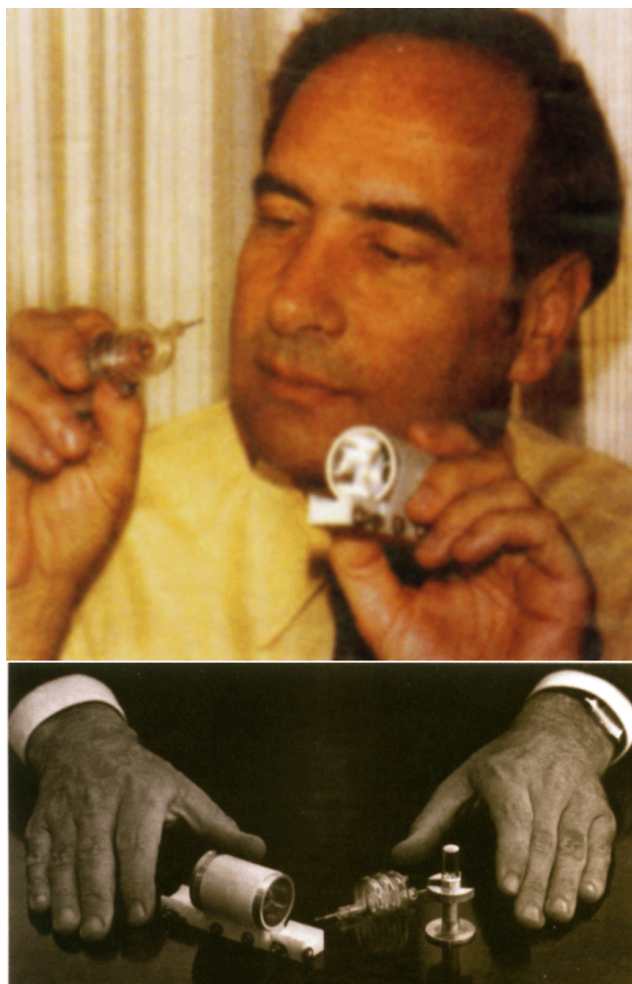
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201101a.0003

В 2010 г. исполнилось 50 лет со времени создания первого лазера Теодором Мейманом в корпорации "Хьюз" в США. Это крупнейшее достижение науки XX столетия оказало огромное воздействие на технологию в различных сферах экономики, социальной деятельности и культуры. Поэтому научная общественность в разных странах приняла решение торжественно отметить это событие, в рамках которого уже состоялись заседание CLEO (Конференция по лазерам и электрооптике), организованное Оптическим обществом Америки, в Сан-Диего (США) 15–17 мая 2010 г. ("Laser Fest") и конференция "50 лет лазеру в городе света" в Париже 22–23 июня 2010 г., и также планируется проведение конференции в Казани и Москве в период заседания Общего собрания Российской академии наук в декабре 2010 г.

Теодор Мейман в книге воспоминаний *Лазерная Одиссея* [1], изданной в 2000 г., описал историю создания первого лазера, который он запустил 16 мая 1960 г. Как следует из воспоминаний Меймана, частично опубликованных в журнале *Природа* [2], к этому результату он пришёл неслучайно. В исследовательскую лабораторию корпорации "Хьюз" Мейман пришёл из Стэнфордского университета, в котором он работал у известного физика У. Лэмба, обнаружившего расщепление уровней 2s и 2p в атоме водорода, обусловленное поляризацией вакуума, и внёсшего фундаментальный вклад в обоснование квантовой электродинамики.

У Лэмба Мейман занимался разработкой парамагнитного усилителя микроволнового диапазона на кристалле рубина и защитил диссертацию на соискание степени доктора философии (PhD). Несмотря на нежелание Лэмба расстаться со своим сотрудником, Мейман все-таки перешёл в исследовательскую лабораторию корпорации "Хьюз", где и включился в "лазерную одиссею".

В качестве "рабочей" среды Т. Мейман выбрал кристалл рубина, в котором есть две близко расположенные линии люминесценции иона Cr^{3+} , соответствующие крас-



Т. Мейман и первый лазер на рубине.

ной линии спектра, обозначаемые как R_1 и R_2 ; сам рубин представляет собой монокристалл Al_2O_3 (корунд) с замещением примерно 0,63 % атомов алюминия хромом.

Трудности в получении необходимой для генерации инверсии населённости в данном случае определяются тем, что R-линии перехода заканчиваются на основном уровне хрома, который в нормальных условиях заселён на 100 %. Таким образом, для получения инверсии

О.Н. Крохин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
Тел. (499) 135-25-11
E-mail: krokhin@sci.lebedev.ru

Статья поступила 23 июля 2010 г.

необходимо перевести на верхний уровень более 50 % ионов хрома. Поэтому более просто осуществить генерацию в так называемой трёхуровневой системе, где в качестве нижнего уровня перехода используется средний уровень, населённость которого изначально равна нулю. Такая схема ещё в мазерную эпоху была предложена Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым [3] в 1955 г.

Вторая проблема, связанная с использованием рубина, была обусловлена отсутствием данных о величине квантового выхода люминесценции R-линий. Предполагалось, что она мала. Однако аккуратные измерения, специально проведённые Т. Мейманом, показали, что она составляет не менее 20 %.

Итак, используя мощную спиральную ксеноновую лампу-вспышку, 16 мая 1960 г. Теодор Мейман впервые получил генерацию оптического когерентного излучения.

Вслед за этим А. Джаваном, У.Р. Беннетом и Д.Р. Хэрриотом был запущен газовый гелий-неоновый лазер, и далее, как из рога изобилия, последовали сообщения о новых вариантах лазеров. В течение первого года было реализовано более 50 различных устройств. Сейчас уже невозможно назвать точное число этих многообразных устройств, но по моим приблизительным подсчётам только одних вариантов кристаллических лазеров насчитывается более 300.

Вернёмся на время в предлазерный период. В 1958 г. появились теоретические работы, посвящённые возможности создания лазера: Ч. Таунса и А. Шавлова [4], Н.Г. Басова, Б.М. Вула, Ю.М. Попова [5], А.М. Прохорова [6], в которых рассматривались основополагающие идеи создания лазеров.

В качестве системы обратной связи предлагались открытые резонаторы типа интерферометра Фабри–Перо (Ч. Таунс, А. Шавлов, А.М. Прохоров). Но основная проблема тех лет — поиск подходящей рабочей среды и подходящего метода её возбуждения. Предлагались газовые среды (Ч. Таунс, А. Шавлов) и полупроводники (Н.Г. Басов, Б.М. Вул, Ю.М. Попов).

Последнее предложение выглядело весьма необычно — с оптикой, как правило, хорошо сочетались диэлектрические среды, но в случае полупроводников мы имеем проводящую квантовую систему, и в основе этого предложения была заложена попытка использовать электрический ток для получения инверсии населённости.

В последующем для этой цели был предложен метод инжекции носителей тока через р–n-переход [7], который оказался чрезвычайно плодотворным и привёл к формированию целого направления, которое можно назвать полупроводниковой квантовой электроникой, дающей в настоящее время основной объём (более 90 %) коммерческой продукции — так называемых лазерных диодов. Это направление дало толчок синтезу гетероструктур и было отмечено в 2000 г. Нобелевской премией, присуждённой Ж.И. Алферову, создавшему первый непрерывно работающий полупроводниковый лазер [8].

Я особо подчеркнул это направление, поскольку в создании полупроводниковых, в частности диодных, лазеров приоритетную роль сыграли работы, выполненные в нашей стране — в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (ФИАН) и Ленинградском физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе (ЛФТИ).

Является непреложным фактом, что принципы создания лазеров были заложены ранее, в 1954–1955 гг. Эти работы отмечены Нобелевской премией 1964 года,



Слева направо: А.М. Прохоров, Ч. Таунс, Н.Г. Басов (ФИАН, 1967 г.).

которая была присуждена Н.Г. Басову, А.М. Прохорову и Ч. Таунсу. Эти принципы были хорошо известны — использование вынужденного излучения для усиления электромагнитной волны и введения в систему обратной связи.

В последнее время появились статьи, в которых ставится вопрос: почему лазеры появились так поздно, а именно через пять лет после создания мазеров?

Причина, как мне представляется, заключается в том, что радиофизика как наука имеет свою методологию, отличающуюся от таковой в оптике. Как правило, в оптике мы имеем дело с объектом — электромагнитной волной очень низкого уровня когерентности. Это, в частности, видно из работы В.А. Фабриканта [9], который обратил внимание на возможность усиления света за счёт вынужденного излучения. Но в его работе нет ни слова о том, что вынужденное излучение — это когерентный процесс. Более того, А. Эйнштейн, впервые показавший, что вынужденное излучение должно существовать, аргументировал это как необходимое условие термодинамического равновесия между атомной системой, описываемой распределением Больцмана, и излучением, описываемым формулой Планка. Это рассуждение имеет чисто энергетический подход. Низкий уровень когерентности в оптическом диапазоне связан с тем, что излучатели (например, атомы), как правило, представляют собой сильно взаимодействующие квантовые системы, от которых невозможно получить на заметных промежутках времени монохроматический сигнал, соответствующий длительности этого промежутка.

Указание на когерентность вынужденного излучения часто связывают с именем П. Дирака, однако формально квантовая электродинамика для вероятности перехода с излучением бозе-полей действительно даёт член, пропорциональный числу квантов этого поля, уже существующих в данном состоянии (т.е. вызвавших переход). Поэтому вряд ли это может быть напрямую связано только с именем Дирака.

Вполне возможно, что именно эти обстоятельства явились причиной, приведшей к некоторой задержке в перенесении принципов квантовой электроники микроволнового диапазона в оптический.

Здесь уместно обратить внимание на некоторые особенности когерентного излучения в оптическом диа-

пазоне, другими словами на свойства излучения, генерируемого лазерами.

На мой взгляд, лазерное излучение, вследствие малой длины волны, отличается от излучения в радиодиапазоне более ярко выраженной ролью, которую играет пространственная когерентность.

Действительно, пространственная когерентность излучения лазера формируется уже внутри резонатора. Как правило, лазерное излучение состоит из нескольких типов колебаний ("мод"), каждое из которых обладает высокой степенью пространственной когерентности. В "идеальном" лазере с плоскими зеркалами резонатора формируются пространственные моды, весьма похожие на моды закрытого резонатора. Простейшая из этих мод является симметричной относительно оси распространения излучения и представляет собой волну, имеющую максимум амплитуды на оптической оси и слегка сферическую форму фазовой поверхности.

Эту волну можно представить как идеальную плоскую (абсолютно пространственно когерентную) волну, прошедшую через поглощающую диафрагму с пропусканием, имеющим максимум в центре и уменьшающимся до нуля на расстоянии, равном радиусу зеркала. Такая волна, вышедшая из лазера, не имеет абсолютно точного направления распространения, в отличие от идеально плоской волны (рис. 1), вследствие конечности её поперечных размеров. Это явление представляет собой дифракцию.

Но, с другой стороны, возможно также искажение фазового фронта волны из-за статистических флуктуаций оптических свойств среды или элементов оптики, т.е. оптических неоднородностей. Это приводит к ухудшению пространственной когерентности и, в конечном итоге, к увеличению расходимости излучения. Если фазу волны обозначить $\psi(x, y, z, t)$, то волновой вектор волны

$$\mathbf{k} = \nabla\psi. \quad (1)$$

В идеально плоской волне $\psi \equiv \psi(x, t)$ (x — ось, вдоль которой распространяется волна) и вектор $\mathbf{k} = \mathbf{n}_x d\psi/dx \equiv \mathbf{n}_x k_x$ постоянен.

Если ψ зависит от поперечных координат z и y , то $\mathbf{k}$ не параллелен оси x и, в зависимости от выбранной точки на фазовой поверхности, будет иметь различный наклон к оси x , поэтому, в целом, волна с ограниченной апертурой по мере распространения будет эту апертуру увеличи-

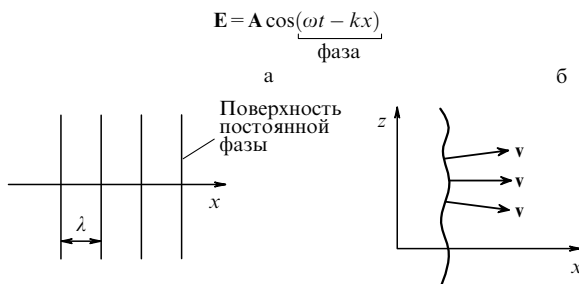


Рис. 1. Пространственная когерентность. (а) Идеальная плоская волна. (б) Вид реальной поверхности постоянной фазы. $\mathbf{v}$ — направление распространения элемента фазового фронта волны. $\mathbf{v} \parallel \mathbf{k}$ — волновой вектор. Искривление фазового фронта волны приводит к расходимости пучка с углом $\alpha \sim v_{\perp}/v = k_z/k$ и поперечному масштабу когерентности $z_c \sim 1/k_z$.

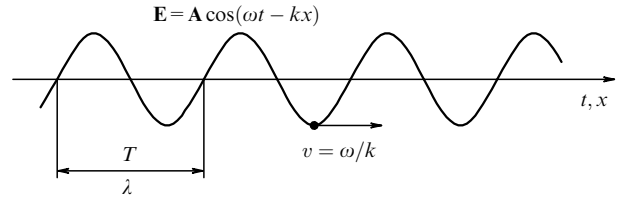


Рис. 2. Временная когерентность. A, ω — точные числа $\rightarrow$ монохроматичность; A, ω имеют случайные во времени отклонения от их средних значений $\rightarrow$ немонохроматичность, частичная когерентность. Длительность интервала t_c , внутри которого поле можно считать монохроматичным, определяется соотношениями: характерное время изменения амплитуды волны $t_A \sim A/(\partial A/\partial t)$, характерное время изменения частоты $t_\omega \sim \omega/(\partial \omega/\partial t)$, $1/t_c = 1/t_A + 1/t_\omega$, $t_c \gg T, T$ — период колебаний.

вать, т.е. расходиться. Угол расходимости α равен $k_{\perp}/k$. Характерное значение $k_{\perp}$ определяется свойствами оптических элементов лазера.

Обычно в таких случаях, описываемых статистическими (случайными) величинами, вводят функцию η — корреляцию интересующей нас величины в заданной точке r_0 и в другой точке:

$$\eta(r_0) = \frac{\int_0^\infty E(r) E(r_0 + r) dr}{\int E^2(r) dr}, \quad (2)$$

где r_0 — точка на плоскости, перпендикулярной оси x , r — любая другая точка на этой же плоскости. Идеальной пространственной когерентности соответствует $\eta = 1$; в дифракционном расходящемся пучке $\eta \approx 1$ вплоть до $r_0 = R_0$, где $2R_0$ — диаметр пучка. Высокая пространственная когерентность даёт возможность максимально сфокусировать излучение.

Рисунок 1 даёт наглядное представление о сказанном выше.

Подобным же образом можно сделать утверждение относительно временной (продольной когерентности) лазерного излучения (рис. 2). Известно, что мазеры и лазеры генерируют высокомонохроматическое излучение. В связи с этим интересно упомянуть относящуюся к заре квантовой электроники историю, которую рассказал нам в своё время Н.Г. Басов. С одной стороны, специалисты, связанные с радиофизикой, были уверены, что генераторы должны давать идеальное монохроматическое излучение, если не учитывать шумы и неконтролируемые флуктуации технического характера. В связи с этим Н.Г. Басов обратился к нашему крупнейшему физика Л.Д. Ландау. Ландау ответил отрицательно, имея в виду неизбежное наличие естественной ширины линии излучения в квантовой физике. Интересно, что похожую историю рассказал Ч. Таунс на конференции "50 лет лазеру в городе света", прошедшей в Париже 22–23 июня 2010 г. С этим же вопросом Ч. Таунс обратился к Н. Бору и получил тот же ответ. Правда, через некоторое время Н. Бор позвонил ему и сказал, что излучение мазера может быть монохроматичным. Сейчас этот вопрос не вызывает дискуссий, это объясняется тем, что в данных устройствах частица, излучившая энергию, немедленно замещается другой — тождественной, которая как бы продолжает поддерживать процесс во времени.

Тем не менее в этих устройствах из-за указанных выше причин временная когерентность, т.е. фаза сигнала $\psi(t)$, флуктуирует и величина этой флуктуации

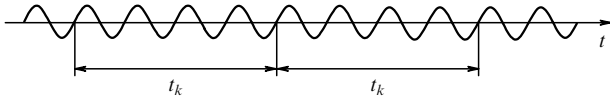


Рис. 3. Наглядное представление излучения лазера, длительность которого t превышает время когерентности t_c . Поле излучения непрерывно работающего лазера можно представить как непрерывную последовательность "отрезков" гармонической функции $A \cos(\omega t - kx)$ длины t_c , в которых поле монохроматично. Отсюда следует, что неопределённость частоты составляет величину $\Delta\omega \sim 1/t_c$.

даётся аналогичной (2) корреляционной функцией

$$\eta(t_c) = \frac{\int E(t) E(t + t_c) dt}{\int E^2(t) dt}.$$

Время t_c , до момента которого поле ещё можно считать когерентным на этом интервале, соответствует значению параметра $\eta \approx 1$, а непрерывно излучаемая волна может быть представлена последовательностью отрезков длиной t_c , в каждом из которых частота несколько различается, так что $\omega t_c \sim \pi$ (рис. 3).

Перейдём теперь к вопросу о когерентности вынужденного излучения. Формально, как уже говорилось, из квантовой теории излучения вытекает, что вероятность перехода квантовой системы из верхнего состояния в нижнее содержит часть, пропорциональную числу квантов уже существующих в поле излучения в этом же состоянии. Так что математический аппарат даёт ответ на этот вопрос. Однако здесь возникает желание найти более наглядное объяснение этого утверждения. На мой взгляд, это можно установить, проследив эволюцию дипольного момента, связанного с переходом атома из одного состояния в другое.

Дипольный момент атома, в стационарном состоянии равен нулю, становится отличным от нуля только тогда, когда атом начинает переходить из одного состояния в другое, т.е. начинает находиться в смешанном состоянии. Амплитуда этого дипольного момента начинает увеличиваться, достигает максимума и снова уменьшается до нуля, когда переход завершён. При этом дипольный момент имеет высокочастотную составляющую, равную частоте падающей на атом волны, которая должна быть близкой к частоте перехода $\omega_{21} =$

$$E = A \cos \omega t, \omega \sim \omega_{12}$$

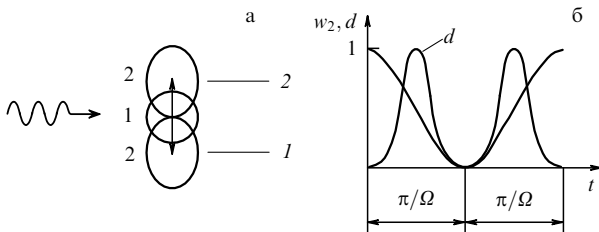


Рис. 4. Квантовая двухуровневая система (квантовый осциллятор), $E = A \cos \omega t$, $\omega \sim \omega_{12}$. (а) Дипольный момент равен нулю на уровнях 1 и 2, поэтому направление перехода атома однозначно определяется его первоначальным состоянием. Если атом находится на уровне 1, то он перейдёт на уровень 2 — поглощение, если наоборот — индуцированное излучение. (б) Эволюция во времени вероятности нахождения атома на верхнем уровне w_2 и изменение во времени амплитуды дипольного момента d , которая достигает максимума при $w_1 = w_2 = 1/2$; $\Omega = d_{12}A/\hbar$ — частота Раби.

$= (E_2 - E_1)/\hbar$. Для двухуровневой системы имеется точное решение [10]. В частности, при совпадении частоты сигнала с частотой перехода система будет последовательно переходить с одного уровня на другой и затем обратно, как показано на рис. 4. Высокочастотные колебания дипольного момента всегда точно совпадают с частотой внешнего сигнала. Важно здесь то, что в стационарном состоянии, вне зависимости от того, на каком из двух уровней находится атом, дипольный момент равен нулю, т.е. он не имеет начальной фазы (!). В этом смысле атом всегда "подстраивается" под внешнее поле, в отличие от классического диполя, который может как поглощать, так и вынужденно излучать при определённом соотношении фаз между его собственными колебаниями и действующим внешним полем. Эта картина иллюстрируется рис. 4 и 5.

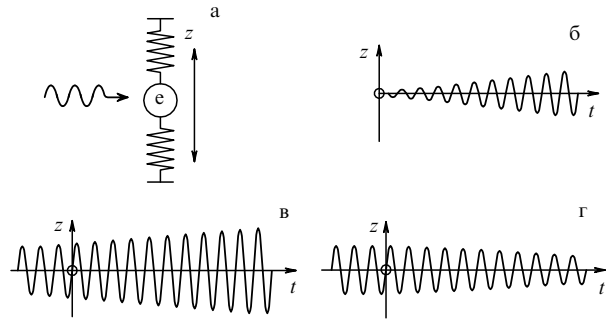


Рис. 5. Классический осциллятор (а) и его взаимодействие с электромагнитным полем, $E = A \cos \omega t$, $\omega \sim \omega_0$ — собственная частота. (б) Начальное состояние — состояние покоя, результат — поглощение излучения всегда. Возбуждённое начальное состояние: (в) результат — поглощение, (г) результат — индуцированное излучение.

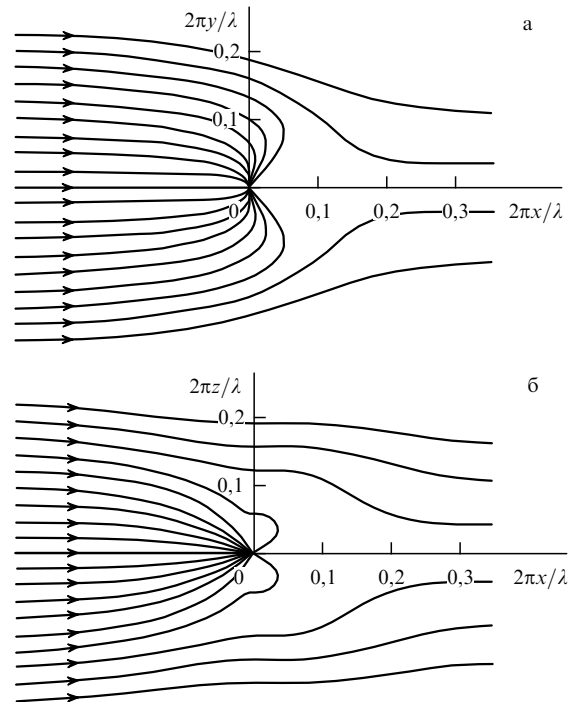


Рис. 6. Диаграммы, описывающие картину поглощения света (плоская волна) атомом. Максимальная эффективная площадь поглощения $\lambda^2/2\pi$, λ — длина волны. Характерный размер атомного диполя $a_0 \sim 0,1 \text{ нм} \ll \lambda$.

Опять возвращаясь назад, можно вспомнить, что в "долазерное" время высказывались сомнения в возможности создать когерентные световые источники, вследствие того, что испускаемый любыми излучающими объектами свет исходно имеет очень низкую временную когерентность.

Наконец, на мой взгляд, здесь уместно упомянуть работу В. Пауля и Р. Фишера [11], проясняющую картину поглощения или вынужденного излучения электромагнитной волны атомным диполем (рис. 6).

Падающая плоская волна возбуждает колебания атомного диполя, в свою очередь, создающего вокруг себя электромагнитное поле, которое добавляется к полю падающей плоской волны. В результате плотность потока энергии вблизи атома сильно изменяется, как показано на рис. 6, и атом "втягивает" в себя энергию поля из области пространства с размером, значительно превышающим геометрический размер атома. Асимптотически на большом расстоянии от атома поле электромагнитной волны восстанавливает исходные свойства плоской волны.

Сегодня о свойствах лазерного излучения известно очень многое, и то же можно сказать о самих устройствах. Лазеры заняли значительное место в творческой деятельности человечества.

Что касается лазерного излучения, то здесь, пожалуй, можно (условно, конечно) выделить четыре главных фактора: высокую временную когерентность, $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-16} - 10^{-17}$, получение сверхкоротких импульсов ($\sim 10^{-15}$ с), высокую мощность (и плотность мощности), до 10^{15} Вт, и большой коэффициент преобразования электрической энергии в световую ($\sim 70\%$), что стало возможным после развития технологии диодных лазеров.

Доклады, которые представлены на совместном заседании Научной сессии Отделения физических наук РАН и Учёных советов Физического института им. П.Н. Лебедева РАН и Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН, посвящённом 50-летию создания лазера (см. этот выпуск, с. 93), относятся к конкретным направлениям лазерной физики, поэтому в данной статье нет необходимости говорить об этом. Следует, наверное, отдельно подчеркнуть то обстоятельство, что область применения лазеров чрезвычайно широка; можно только удивляться, что лазер настолько многолик, что его многочисленные применения часто не имеют общих качественных основ.

Но мне представляется, что эта тема, остающаяся пока ещё неисчерпанной, выходит за рамки данной статьи.

Список литературы

1. Maiman T H *The Laser Odyssey* (Blaine, WA: Laser Press, 2000)
2. Сапожников М. Н. "Лазерная одиссея Теодора Меймана" *Природа* (5) 54 (2010)
3. Басов Н. Г., Прохоров А. М. "О возможных методах получения активных молекул для молекулярного генератора" *ЖЭТФ* **28** 249 (1955) [Basov N G, Prokhorov A M "Possible methods for obtaining active molecules for a molecular oscillator" *Sov. Phys. JETP* **1** 184 (1955)]
4. Schawlow A L, Townes C H "Infrared and optical masers" *Phys. Rev.* **112** 1940 (1958)
5. Басов Н. Г., Вул Б. М., Попов Ю. М. "Квантово-механические полупроводниковые генераторы и усилители электромагнитных колебаний" *ЖЭТФ* **37** 587 (1959) [Basov N G, Vul B M, Popov Yu M "Quantum-mechanical semiconductor generators and amplifiers of electromagnetic oscillations" *Sov. Phys. JETP* **10** 416 (1960)]
6. Прохоров А. М. "О молекулярном усилителе и генераторе на субмиллиметровых волнах" *ЖЭТФ* **34** 1658 (1958) [Prokhorov A M "Molecular amplifier and generator for submillimeter waves" *Sov. Phys. JETP* **7** 1140 (1958)]
7. Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов Ю. М. "Получение состояний с отрицательной температурой в p–n-переходах вырожденных полупроводников" *ЖЭТФ* **40** 1879 (1961) [Basov N G, Krokhin O N, Popov Yu M "Production of negative-temperature states in p–n junctions of degenerate semiconductors" *Sov. Phys. JETP* **13** 1320 (1961)]
8. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Гарбузов Д. З., Жилиев Ю. В., Морозов Е. П., Портной Е. Л., Трофим В. Г. "Исследование влияния параметров гетероструктуры в системе AlAs–GaAs на пороговый ток лазеров и получение непрерывного режима генерации при комнатной температуре" *ФТП* **4** 1826 (1970) [Alferov Zh I, Andreev V M, Garbuzov D Z, Zhilyaev Yu V, Morozov E P, Portnoi E L, Trofim V G "Investigation of the influence of the AlAs–GaAs heterostructure parameters on the laser threshold current and the realisation of continuous emission at room temperature" *Sov. Phys. Semicon.* **4** 1573 (1971)]
9. Фабрикант В. А. "К вопросу об экспериментальном доказательстве существования отрицательной абсорбции" *Труды Всесоюз. электротехнического института* **41** 236 (1940)
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Квантовая механика: Нерелятивистская теория* (М.: Наука, 1974) § 40 [Landau L D, Lifshitz E M *Quantum Mechanics. Non-Relativistic Theory* (Oxford: Pergamon Press, 1977)]
11. Пауль Х., Фишер Р. "Поглощение света диполем" *УФН* **141** 375 (1983) [Paul H, Fischer R "Light absorption by a dipole" *Sov. Phys. Usp.* **26** 923 (1983)]

Laser: a source of coherent light

O.N. Krokhin

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-499) 135-25-11
E-mail: krokhin@sci.lebedev.ru*

The creation 50 years ago of a new source of coherent light waves, the laser, is briefly described from the historical and fundamental physics perspectives.

PACS numbers: **01.65. + g, 42.25. – p, 42.55. – f**

DOI: 10.3367/UFNr.0181.201101a.0003

Bibliography — 11 references

Received 23 July 2010

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **181** (1) 3–7 (2011)

Physics–Uspekhi **54** (1) (2011)