
ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Настоящая книга представляет собой переработанный и дополненный вариант первого издания. Основная цель книги осталась прежней — в кратком виде изложить основы квантовой и оптической электроники, приведя содержание и объем материала в соответствии с требованиями Государственного общеобразовательного стандарта высшего профессионального образования.

В книге изложены: основы теории оптического излучения; лучевая и электромагнитная теории распространения света; формирование полей в оптических волноводах и резонаторах; физические основы взаимодействия излучения с веществом; приближенные уравнения лазерных усилителей и генераторов; принципы построения и основные характеристики лазерных генераторов, усилителей и нелинейных оптических преобразователей частоты; модуляция и детектирование лазерного излучения; некоторые конкретные типы лазеров и мазеров; применение лазеров. Добавлены материалы, отражающие современное состояние квантовой и оптической наноэлектроники, включая обратные задачи и поведение вещества в сильном поле лазерного излучения.

Книга написана на основе многолетнего опыта преподавания автора на факультете электроники Московского государственного института радиотехники, электроники и автоматики (технического университета). Автор благодарен своим коллегам: профессорам А. А. Щуке и А. А. Мельникову, доценту И. П. Башкатову, дискуссии

с которыми оказали влияние на решение о переиздании книги.

Ценные критические замечания и предложения, касающиеся рукописи, были сделаны д-ром физ.-мат. наук профессором Е. П. Шешиним и д-ром техн. наук Н. А. Кульчицким, которым автор выражает свою искреннюю благодарность. Автор глубоко признателен всем, кто принимал участие в обсуждении и подготовке рукописи. Особая благодарность Р. В. Крымову за помощь в оформлении рисунков.

Автор

ВВЕДЕНИЕ

Квантовая и оптическая электроника — это область науки и техники, предметом которой является исследование и применение квантовых явлений индуцированного, когерентного взаимодействия излучения с веществом для генерации, усиления и спектрального преобразования когерентного электромагнитного излучения оптического диапазона длин волн с последующим их широким использованием.

В становлении квантовой электроники выдающуюся роль сыграли советские ученые во главе с академиками, лауреатами Ленинской и Нобелевской премий, Героями Социалистического Труда Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым, разработавшими основные идеи и принципы усиления и генерирования электромагнитных колебаний в квантовых приборах.

Конструкторами квантовых приборов успешно решены сложнейшие инженерные задачи, связанные с освоением оптического диапазона электромагнитных волн: создание устройств для генерации, усиления, спектрального преобразования оптического излучения, устройств для модуляции, передачи на большие расстояния и детектирования оптических сигналов.

Широкое применение квантовых приборов в различных областях науки и техники обусловлено получением больших мощностей и узкого спектра излучения генераторов, возможностью остронаправленной передачи электромагнитной энергии, концентрации ее в малых объемах,

эффективным использованием в системах передачи, приема, хранения и обработки большого объема информации.

Возникновение и развитие квантовой и оптической электроники стало возможным благодаря глубокому пониманию явлений, протекающих при взаимодействии электромагнитного излучения с рабочей средой квантового прибора.

Взаимодействие электромагнитного поля с рабочей средой может быть рассмотрено с помощью классической, полуклассической и квантовой теорий. Ту или иную математическую модель описания работы квантовых приборов выбирают в зависимости от требуемой степени точности расчета эффектов, возникающих при взаимодействии излучения с веществом.

В *классической теории* описание электромагнитного поля основывается на уравнениях Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j}; \quad (\text{B.1})$$

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= \rho; \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0; \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{j} &= -\frac{\partial \rho}{\partial t}, \\ \mathbf{D} &= \varepsilon \mathbf{E}; \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H}; \\ \mathbf{j} &= \sigma \mathbf{E}. \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

где \mathbf{D} и \mathbf{E} — векторы индукции и напряженности электрического поля; \mathbf{B} и \mathbf{H} — векторы индукции и напряженности магнитного поля; ρ — объемная плотность электрического заряда; \mathbf{j} — вектор плотности тока проводимости.

Эффект взаимодействия излучения со средой учитывают с помощью макроскопических параметров ε , μ и σ , представляющих собой соответственно электрическую и магнитную проницаемости среды и ее удельную проводимость.

В зависимости от степени электропроводности среды подразделяют на проводники ($\sigma \rightarrow \infty$), диэлектрики ($\sigma = 0$)

и полупроводники ($0 < \sigma < \infty$). Среду называют парамагнитной, если $\mu > 1$, и диамагнитной, если $\mu < 1$.

Диэлектрическая проницаемость большинства сред больше единицы.

Если свойства среды не зависят от направления векторов поля, то такую среду считают изотропной, в противном случае ее называют анизотропной. Для анизотропной среды векторы \mathbf{B} и \mathbf{H} , \mathbf{D} и \mathbf{E} уже не параллельны, как для изотропной. Используют понятие неоднородной среды, для которой параметры ε , μ являются функциями пространственных координат.

Введем понятие вектора намагниченности среды

$$\mathbf{M} = \mathbf{B} - \mu_0 = \mu_0 \chi_m \mathbf{H} \quad (\text{B.4})$$

и вектора поляризуемости среды

$$\mathbf{P} = \mathbf{D} - \varepsilon_0 \mathbf{E} = \varepsilon_0 \chi_a \mathbf{E}, \quad (\text{B.5})$$

где μ_0 и ε_0 — магнитная и электрическая постоянные; χ_m , χ_a — абсолютная магнитная и диэлектрическая восприимчивости. Магнитная и диэлектрическая восприимчивости связаны с магнитной и диэлектрической проницаемостями среды соотношениями

$$\mu = 1 + \chi_m; \quad \varepsilon = 1 + \chi_a. \quad (\text{B.6})$$

В *полуклассической теории* рабочую среду рассматривают уже как квантовый объект — ансамбль взаимодействующих частиц. Поведение микросистем в пространстве и времени описывают волновой функцией Ψ , являющейся решением уравнения Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi, \quad (\text{B.7})$$

где $\hbar = 2\pi \cdot h$ — постоянная Планка; \hat{H} — линейный оператор Гамильтона — квантовый аналог суммы кинетической и потенциальной энергии микросистемы.

Воздействие электромагнитного поля, описываемого классической теорией, на среду характеризуется оператором возмущения, учитывающим изменение поведения микросистемы под действием поля.

Строгое и последовательное рассмотрение задачи о взаимодействии электромагнитного поля с рабочей средой возможно только при квантовом подходе к описанию поля и вещества.

В *квантовой теории* электромагнитное поле квантуется путем введения соответствующих операторов, действующих на функции E и H . Квантование электромагнитного поля позволяет рассматривать его как ансамбль частиц-фотонов. Взаимодействие фотонов с микросистемой определяют при решении уравнения Шредингера с оператором \hat{H} , в котором имеются члены, описывающие взаимное воздействие фотонов и микрочастиц.

Изучение взаимодействия электромагнитного излучения с веществом является необходимым для понимания процессов, приводящих к усилению электромагнитного излучения, принципов работы и создания приборов квантовой и оптической электроники.

Приборами квантовой и оптической электроники называют электронные приборы, принцип действия которых основан на явлении вынужденного излучения при взаимодействии электромагнитного поля оптического диапазона длин волн с электронами, входящими в состав микросистем (атомов, молекул и т. д.).

Ансамбль микросистем, в котором электромагнитное поле вызывает вынужденное излучение электронов, является рабочей средой квантового прибора. Взаимодействуя с рабочей средой, электромагнитное поле усиливается за счет вынужденного излучения электронов. Таким образом рабочая среда квантового прибора служит для преобразования подводимой к ней извне энергии в энергию электромагнитного поля.

Основными функциями таких приборов являются усиление, генерирование и спектральное преобразование электромагнитных полей.

Классификацию квантовых приборов проводят:

1) по спектральному диапазону работы (квантовые приборы оптического диапазона с $\lambda < 1$ мм — лазеры и квантовые приборы СВЧ-диапазона с длиной волны излучения $\lambda > 1$ мм — мазеры);

2) по агрегатному состоянию рабочей среды (газовые, полупроводниковые, жидкостные, твердотельные лазеры или мазеры).

Любой квантовый прибор (рис. В1) состоит из активной среды, в которой происходит вынужденное излучение, приводящее к усилению, генерированию или спектральному преобразованию электромагнитного поля, и устройства накачки, преобразующего энергию от внешнего источника в

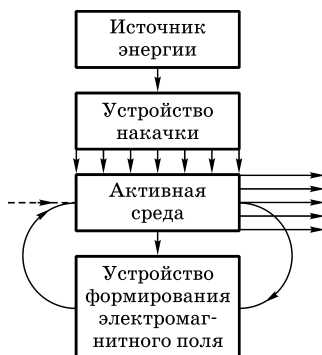


Рис. В1
Структурная схема
квантового прибора

энергию, необходимую для возбуждения электронов в рабочей среде. Для увеличения эффективности взаимодействия электромагнитного поля с лазерной активной средой, накопления энергии излучения могут быть использованы устройства формирования электромагнитного поля с заданными спектральными свойствами. Для формирования поля используют различного рода резонансные структуры и устройства управления лазерным излучением, осуществляющие требуемое изменение пространственных, временных и спектральных характеристик электромагнитного поля.

Устройство формирования электромагнитного поля — резонатор является необходимым элементом цепи обратной связи, определяющим режим работы и основные характеристики квантового генератора.

Хотя любое устройство, использующее принципы квантовой электроники, можно рассматривать как преобразователь энергии (электрической, электромагнитной, химической или любой другой) в энергию электромагнитного поля, приборы квантовой электроники занимают особое место среди подобных преобразователей.

Преобразование какой-либо энергии в энергию электромагнитного поля в квантовых приборах производится согласованно (когерентно) во времени и пространстве

под действием вынуждающего излучения. Такой характер преобразования возможен лишь при условии, что процессы вынужденного когерентного излучения преобладают над идущими параллельно обратными процессами поглощения энергии электромагнитного поля. Для создания генераторов когерентного излучения дополнительно необходимо обеспечить положительную обратную связь, поместив рабочее вещество внутри резонатора. При условии, что усиление в активной среде способно компенсировать неизбежные потери электромагнитного поля в резонаторе, индуцированное излучение будет поддерживать поле в резонаторе незатухающим.

ГЛАВА 1

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

1.1. ОСНОВНЫЕ ИДЕИ И ПРИНЦИПЫ

Вся теория электромагнитного поля может быть сведена к четырем векторным соотношениям, связывающим векторы **D** — индукции электрического поля, **B** — индукции магнитного поля, **E** — напряженности электрического поля, **H** — напряженности магнитного поля, образующего систему уравнений Максвелла.

Первое уравнение связывает изменение во времени величины **D** с пространственным изменением магнитного поля **H**, которые нельзя рассматривать как независимые компоненты. Это уравнение представляет собой по сути закон Ампера. Размерность величины $\frac{\partial}{\partial t}(D)$ такая же, как размерность тока, приходящегося на единицу площади. Это ток смещения, который существует наряду с током проводимости. В диэлектриках ток проводимости (омический ток) равен нулю и ток смещения является единственным током.

Второе уравнение связывает изменение во времени магнитной индукции **B** с пространственным изменением поля **E**. Это уравнение представляет собой по сути закон Фарадея.

Из стационарных уравнений Максвелла следует, что изменение электрической индукции в малом элементе объема зависит от плотности зарядов. Поток электрической индукции должен начинаться и заканчиваться на зарядах, поэтому при отсутствии зарядов поток индукции, входящий в малый элемент объема, равен выходящему потоку индукции.

Поток магнитной индукции, входящий в малый элемент объема, всегда равен выходящему потоку индукции, что является следствием того, что в природе нет изолированных магнитных полюсов. Уравнение $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ представляет собой другую форму записи закона Ома.

Электрическое поле электромагнитной волны играет более важную роль, чем магнитное, поскольку большинство оптических эффектов связаны с электрическим полем.

Волновое уравнение для напряженности электрического поля приводит к решениям в виде плоских волн, имеющих непрерывный спектр временных и пространственных частот.

Каждое решение волнового уравнения отождествляется с *собственным колебанием или модой*.

Для свободного пространства моды — плоские волны.

Пользуясь методом ряда и интеграла Фурье, характеризующим принцип суперпозиции простейших гармонических колебаний — плоских волн, можно описать сколь угодно сложную пространственно-временную зависимость поля, как для детерминированных, так и для случайных функций.

При ограничении степеней свободы распространения электромагнитных волн пространственное распределение поля мод изменяется, а спектр мод становится дискретным.

Это фундаментальное свойство позволило объяснить квантовый характер и фотонную структуру электромагнитного поля.

1.2. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Волновая электромагнитная теория основана на уравнениях Максвелла (В.1)–(В.3). Электромагнитные волны возбуждаются при движении зарядов и распространяются в среде со скоростью $v = [\epsilon\mu]^{-0,5}$. Для вакуума $v = c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

Совместное решение уравнений Максвелла сводится к приведению их к двум уравнениям, каждое из которых

содержит только одну неизвестную величину — E или H . Такие уравнения называют волновыми уравнениями.

При отсутствии пространственного заряда ($\rho = 0$) и сторонних э. д. с. волновые уравнения имеют вид

$$\nabla^2 E = \mu \left[\sigma \frac{\partial E}{\partial t} + \varepsilon \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \right]; \quad (1.1)$$

$$\nabla^2 H = \mu \left[\sigma \frac{\partial H}{\partial t} + \varepsilon \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} \right]; \quad (1.2)$$

$$\nabla^2 = \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2}, \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right\}. \quad (1.2^*)$$

1.2.1. ПЛОСКИЕ ВОЛНЫ

Рассмотрим решения волновых уравнений, которые приводят к синусоидальному изменению в каждой точке пространства и во времени с частотой ω волновых векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} . Например,

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos[\omega t + \mathbf{k}\mathbf{r}], \quad (1.3)$$

где \mathbf{k} — волновой вектор, причем

$$|\mathbf{k}| = \omega[\varepsilon\mu]^{0,5}, \quad (1.4)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор, компонентами которого являются координаты точки наблюдения.

Вид поверхности равных фаз определяют из соотношения

$$\mathbf{k}_x x + \mathbf{k}_y y + \mathbf{k}_z z = \text{const},$$

где $\mathbf{k}_x x^2 + \mathbf{k}_y y^2 + \mathbf{k}_z z^2 = |\mathbf{k}|^2$ представляет собой уравнение плоскости.

Направление распространения плоской волны совпадает с направлением волнового вектора.

Основные свойства плоских волн: 1) электромагнитные волны в свободном пространстве поперечны, т. е. векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} перпендикулярны направлению распространения волны; 2) векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} взаимно перпендикулярны,

а отношение их амплитуд в непроводящей среде равно $[\mu/\varepsilon]^{0,5}$. Волны, подчиняющиеся зависимости типа (1.3), называют линейно поляризованными. Для них направление векторов \mathbf{E}_0 и \mathbf{H}_0 в пространстве и времени постоянно. Плоскость, проходящую через направление векторов \mathbf{E} и \mathbf{k} , считают плоскостью поляризации.

У большинства естественных источников излучения направления векторов \mathbf{E}_0 и \mathbf{H}_0 беспорядочно меняют ориентацию в пространстве. Такое излучение называют естественным или неполяризованным. Поляризацию считают эллиптической, если конец вектора \mathbf{E} в плоскости, перпендикулярной \mathbf{k} , описывает эллипс за период колебания. Такая поляризация происходит в том случае, когда в направлении вектора \mathbf{k} распространяются две волны со сдвигом фаз относительно друг друга. Если сдвиг фаз $\varphi = \pi/2$, а амплитуды волн одинаковы, то суммарное колебание имеет круговую поляризацию.

Направление вращения вектора \mathbf{E} зависит от φ . Если $0 < \varphi < \pi$, то вращение происходит по часовой стрелке, и такое излучение называют правополяризованным, если $\pi < \varphi < 2\pi$, то излучение считают левополяризованным.

1.2.2. ЭНЕРГИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В непроводящей среде средняя плотность энергии излучения

$$W_{\text{cp}} = 0,5\varepsilon E^2 + 0,5\mu H^2, \text{ Дж/м}^3. \quad (1.5)$$

Энергия, проходящая через единицу площади в единицу времени, пропорциональна $\mathbf{v}W$. Соответственно мощность излучения, переносимую через поверхность S , определяют как

$$M = \int_S \mathbf{v}W_{\text{cp}} dS, \text{ Вт}. \quad (1.6)$$

Мощность излучения связана с интенсивностью излучения зависимостью

$$J = \frac{M}{S}, \text{ Вт/м}^2. \quad (1.7)$$

1.2.3. СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ

Произвольную временную функцию $f(t)$, описывающую электромагнитный сигнал, при условии, что энергия сигнала конечна, можно представить в виде суперпозиции синусоидальных колебаний с помощью интегрального преобразования Фурье:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{i[\omega t]} dt. \quad (1.8)$$

Функция $F(\omega)$ представляет собой временной спектр функции $f(t)$. Функция $f(t)$ может быть получена из функции $F(\omega)$ путем обратного преобразования:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) e^{-i[\omega t]} d\omega. \quad (1.9)$$

Более общее интегральное выражение для волн типа (1.3) имеет вид

$$f(t, x, y, z) = \frac{1}{8\pi^3} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{-\infty}^{+\infty} dk_x \int_{-\infty}^{+\infty} dk_y F(\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y, \omega) \cdot e^{-i[\omega t - \mathbf{k}_x x - \mathbf{k}_y y - \mathbf{k}_z z]}. \quad (1.10)$$

Величины $\mathbf{k}_x, \mathbf{k}_y, \mathbf{k}_z$ называют пространственными частотами. Они обратны пространственным периодам волны соответственно по осям x, y, z :

$$\begin{aligned} \mathbf{k}_x &= 2\pi \cos \frac{\theta_x}{\lambda}; \quad \mathbf{k}_y = 2\pi \cos \frac{\theta_y}{\lambda}; \\ \mathbf{k}_z &= 2\pi \cos \frac{\theta_z}{\lambda}; \quad \mathbf{k}_x^2 + \mathbf{k}_y^2 + \mathbf{k}_z^2 = \mathbf{k}_0^2. \end{aligned} \quad (1.11)$$

Направляющие косинусы вектора \mathbf{k} ($\cos \theta_x, \cos \theta_y, \cos \theta_z$) характеризуют направление распространения плоских волн типа (1.3), поэтому разложение (1.10) представляет собой не только выражение для синусоидальных волн всевозможных частот, но и для плоских волн, распространяющихся в любых направлениях.

1.3. КОГЕРЕНТНОСТЬ

1.3.1. КОГЕРЕНТНОСТЬ ПЕРВОГО ПОРЯДКА

Если функцию $f(t)$ рассматривают как случайную эргодическую функцию времени, то ее спектральные свойства описывают с помощью энергетического спектра

$$\Phi(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \left| \int_{-T}^{+T} f(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2, \quad (1.12)$$

где T — время наблюдения.

Обратное преобразование Фурье функции $\Phi(\omega)$ является автокорреляционной функцией $f(t)$:

$$\Gamma_1(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} f(t + \tau) f^*(t) dt, \quad (1.13)$$

где τ — временная задержка; знак « $*$ » означает комплексное сопряжение.

Функцию $\Gamma_1(\tau)$ называют функцией когерентности первого порядка. Сигнал $f(t)$ является монохроматическим, если

$$\Gamma_1(\tau) = |a|^2 e^{i\omega_0 \tau}, \quad \Phi(\omega) = 2\pi |a|^2 \delta_D(\omega - \omega_0),$$

где δ_D — дельта функции Дирака.

Если энергетический спектр сигнала $f(t)$ ограничен интервалом $\Delta\omega \ll \omega_0$, то сигнал является квазимонохроматическим с функцией временной когерентности:

$$\Gamma_1(\tau) = a(\tau) e^{i\omega_0 \tau}.$$

Если функция $f(t)$ задана в интервале $\{-t_0, t_0\}$ (рис. 1.1а), то ее энергетический спектр не ограничен (рис. 1.1б), а функция когерентности ограничена интервалом, равным $2t_0$ (рис. 1.1в). Временную задержку, при которой функция когерентности падает в заданное число раз, называют временем когерентности τ_k .

Длина когерентности $l_k = c\tau_k$, где τ_k — время когерентности. Если точка наблюдения переменна, то оптическое поле является функцией от r и t . По аналогии с (1.13)

Конец ознакомительного фрагмента.

Приобрести книгу можно

в интернет-магазине

«Электронный универс»

e-Univers.ru