МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Кафедра молекулярной физики

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕЩЕСТВА ПО ЕГО ИЗЛУЧАТЕЛЬНО-ПОГЛОЩАТЕЛЬНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ. ИЗЛУЧАТЕЛИ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ ПОТОКИ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Учебно-методическое пособие

Составители: С.И. Ткаченко

С.И. Ткаченко Ю.Г. Калинин

МОСКВА МФТИ 2015 УДК 535.33

Рецензент

Доктор физико-математических наук А.В. Максимычев

Исследование вещества по его излучательно-поглощательным характеристикам. Излучатели, использующие потоки ускоренных электронов : уч.-метод. пособие / сост.: С.И. Ткаченко, Ю.Г. Калинин. – М.: МФТИ, 2015. – 44 с.

Цель пособия – познакомить студентов с методами исследования вещества в разных состояниях по его излучательно-поглощательным характеристикам. Кратко изложены научно-теоретические основы этих методов с упором на физический смысл и наглядность моделей, используемых для описания процессов, происходящих в исследуемом веществе и диагностическом оборудовании. Как правило, авторы избегали подробных выводов, предполагая, что они должны быть знакомы студентам из курсов общей и теоретической физики. Это также относится к данному выпуску, где рассмотрены принципы действия и основы конструкции различного рода излучателей, рабочим телом которых являются квазимонохроматические электронные пучки и потоки ускоренных электронов. При взаимодействии с определенными структурами и материалами они способны генерировать электромагнитное излучение в широком диапазоне частот – от СВЧ-колебаний до жестких гамма-квантов. В настоящее время эта тематика составляет большой и бурно развивающийся раздел современной физики.

Пособие предназначено для студентов 3–4 курсов факультетов молекулярной и химической физики и биологической и медицинской физики, изучающих курс «Физические методы исследований», в том числе применительно к направлению «Живые системы».

Учебное издание

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕЩЕСТВА ПО ЕГО ИЗЛУЧАТЕЛЬНО-ПОГЛОЩАТЕЛЬНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ. ИЗЛУЧАТЕЛИ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ ПОТОКИ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Учебно-методическое пособие

Составители: Ткаченко Светлана Ивановна, Калинин Юрий Григорьевич

Редактор Л.В. Себова. Корректор О.П. Котова

Подписано в печать 30.04.2015. Формат 60×84 ¹/₁₆. Усл. печ. л. 2,75. Уч.-изд. л. 2,5 Тираж 100 экз. Заказ № 178.

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», Отдел оперативной полиграфии «Физтех-полиграф»

Отдел оперативной полиграфии «Физтех-полиграф» 141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

© Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физикотехнический институт (государственный университет)», 2015

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
10. ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ УСКОРЕННЫЕ	
ПОТОКИ ЭЛЕКТРОНОВ	5
10.1. СВЧ-генераторы на электронных потоках	5
10.1.1. Объемные резонаторы.	6
10.1.2. Вакуумные источники СВЧ-излучения на электронных	
пучках	11
10.1.3. Диод Ганна	16
10.2. Источники рентгеновского излучения	19
10.3. Источники синхротронного излучения	22
10.3.1. Свойства синхротронного излучения, важные	
для применения	28
10.4. Источники ондуляторного излучения	35
10.5. Лазер на свободных электронах	38
Приложение [11]	43
Литература	2

ВВЕДЕНИЕ

Излучатели, использующие потоки электронов (ИИПЭ), основаны на излучении заряженных частиц при изменении их вектора скорости в процессе взаимодействия с различными полями, структурами и материалами. Варьируя энергию электронов и темп торможения, можно получить излучение в широком спектральном диапазоне: от миллиметрового до рентгеновского. Изменяя принцип отбора энергии, можно получить либо квазимонохроматическое, либо излучение с широким спектром - почти чернотельное. Именно этим и объясняется широкое использование ИИПЭ в научных исследованиях, например, синхротронного излучения (СИ) в биологии и медицине для рентгеноструктурного анализа биополимеров, контактной микроскопии биологических объектов и в молекулярной хирургии, а также для рентгеновской топографии кристаллов и в промышленности (микролитография). Высокая яркость источников СИ позволяет проводить спектроскопические исследования с экстремально высоким спектральным разрешением при очень коротких экспозициях. ИИПЭ СВЧ-диапазона широко используются в научных и медицинских приборах при ЯМР- и ЭПР-исследованиях.

Круг физических явлений, затрагиваемых в этом пособии, чрезвычайно широк, и авторы, с одной стороны, излагают их простейшие физические модели и, с другой стороны, в некоторых случаях приводят параметры конкретных приборов и формулы (без выводов), позволяющие сделать полезные оценки.

10. ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ УСКОРЕННЫЕ ПОТОКИ ЭЛЕКТРОНОВ

10.1. СВЧ-генераторы на электронных потоках

В этом разделе описаны основные черты ламповых СВЧ-генераторов на электронных пучках. Напомним принципиальные особенности генераторов гармонических колебаний ВЧ-диапазона. Они представляют собой резонансные усилители, активными элементами которых обычно являются транзисторы или (в случае больших мощностей) вакуумные радиолампы; резонансные свойства этих усилителей определяются включенными в цепь высокодобротными *LC*-контурами. Принципиальным элементом этих усилителей является положительная обратная связь. При положительной обратной связи увеличение выходного сигнала системы приводит к такому изменению входного сигнала, которое вызывает дальнейшее увеличение выходного сигнала. Из широкого спектра всегда существующих электромагнитных колебаний, вызванных тепловыми флуктуациями, мода с частотой, совпадающей с резонансной частотой контура, усиливается. С помощью индуктивной связи (или каким-нибудь другим способом) усиленный сигнал или его часть подается на вход системы, происходит дальнейшее усиление и т. д. (в таких случаях часто употребляют термин раскачивание). Начиная с некоторого момента, амплитуда выходного сигнала перестает расти – происходит насыщение. Это происходит из-за ограничений на выходные параметры системы (например, может быть ограничен выходной ток). Такой режим работы устройств называется автоколебательным. Частоту выходных колебаний можно варьировать, изменяя емкости и индуктивности резонансного контура.

Электрические цепи, размеры элементов которых много меньше длин распространяющихся волн, называются системами с *сосредоточенными параметрами*. При переходе к СВЧ-диапазону, когда соответствующая длина волны становится сравнимой или меньше характерных размеров элементов системы, при безусловном сохранении принципа положительной обратной связи используются системы *с распределенными параметрами*, в которых электронные пучки непосредственно взаимодействуют с электромагнитными колебаниями, возбуждаемыми ими в распределенных структурах, в частности, в различных замедляющих системах. В качестве распределенных резонансных элементов для СВЧ-диапазона широко применяются *объемные резонаторы*.

10.1.1. Объемные резонаторы

Прежде чем перейти к описанию генераторов СВЧ, кратко опишем резонаторы, которые в них используются. Так как линейные размеры цепи со сосредоточенными параметрами должны быть много меньше длины волны, то с уменьшением длины волны λ размеры колебательного контура неизбежно уменьшаются. Это приводит к уменьшению запаса энергии в контуре (уменьшаются значения емкости и индуктивности); а кроме того, резко возрастают потери на излучение из контура, поскольку мощность излучения ~ $1/\lambda^4$. Вследствие этого контур теряет способность к накоплению электромагнитной энергии и, следовательно, свои резонансные свойства. Для накопления энергии в СВЧ-диапазоне используют объемный резонатор – систему, аналогичную акустическому резонатору.

Объемный резонатор – это колебательная система, представляющая собой полость с проводящими стенками, внутри которой могут возбуждаться электромагнитные колебания, поэтому на сверхвысоких частотах он имеет свойства колебательного контура с высокой добротностью (малы потери на джоулев нагрев стенок и излучение из полости резонатора). Наряду с термином объемный резонатор в том же смысле применяются термины: резонансная полость, резонансный объем, полый резонатор и т. д. Объемные резонаторы применяются в диапазоне сверхвысоких частот (10⁹–10¹¹ Гц), где обычные колебательные контуры, состоящие из емкости, индуктивности и сопротивления, осуществить невозможно.

Процесс накопления энергии в объемном резонаторе можно описать на примере распространения плоской волны между двумя параллельными отражающими плоскостями. Если между идеально проводящими плоскостями каким-либо образом возникнет плоская волна, распространяющаяся перпендикулярно к ним, то при достижении одной из плоскостей она полностью отразится от нее. Многократное отражение от обеих плоскостей приводит к образованию волн одинаковой амплитуды и частоты, распространяющихся в противоположных направлениях и интерферирующих друг с другом. Амплитуда результирующей волны (и, соответственно, ее интенсивность) зависит от соотношения между длиной волны λ и расстоянием между плоскостями *l*. Если $l = n\lambda/2$ (l – целое число), то интерференция волн приводит к возникновению стоячей волны, амплитуда которой при многократном отражении сильно возрастает.

Свойства прямоугольного резонатора, т. е. параллелепипеда с ребрами *a*, *b*, *l*, можно продемонстрировать на собственных (или, иначе, свободных) колебаниях (рис. 10.1а). Предположим, что стенки резонатора, ограничивающие некий объем свободного пространства, для которого $\varepsilon = \mu = 1$ (в гауссовой системе единиц), обладают идеальной проводимостью. Запи-

шем одно из собственных колебаний полости, определяемой неравенствами 0 < x < a, 0 < y < b, 0 < z < l. Электрическое поле на стенках полости должно удовлетворять граничным условиям: $E_y = E_z = 0$ при $x = 0, x = a; E_z = E_x = 0$ при $y = 0, y = b; E_x = E_y = 0$ при z = 0, z = l.

Потерь в полости нет, поэтому каждое из собственных колебаний будет незатухающим. Решая волновое уравнение для электрического поля: $\Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0$, совместно с div $\mathbf{E} = 0$ (здесь k – волновое число некоторого собственного колебания), с учетом граничных условий можно получить следующее решение:

$$E_x = A\cos(m \pi x/a) \cdot \sin(n \pi y/b) \cdot \sin(q \pi z/l),$$

$$E_y = B\sin(m \pi x/a) \cdot \cos(n \pi y/b) \cdot \sin(q \pi z/l),$$

$$E_z = C\sin(m \pi x/a) \cdot \sin(n \pi y/b) \cdot \cos(q \pi z/l),$$

(10.1)

где *A*, *B*, *C* – комплексные постоянные; *m*, *n*, *q* – целые числа. Кроме того, можно найти соответствующее значение волнового числа

$$k = \pi \sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2 + (q/l)^2}, \qquad (10.1)$$

а с помощью формулы $\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{E}/ik$ получить распределение магнитного поля:

$$\begin{aligned} H_x &= \pi i k (Cn/b - Bq/l) \sin(m \pi x/a) \cdot \cos(n \pi y/b) \cdot \cos(q \pi z/l), \\ H_y &= \pi i k (Aq/l - Cm/a) \cos(m \pi x/a) \cdot \sin(n \pi y/b) \cdot \cos(q \pi z/l), \\ H_z &= \pi i k (Bm/a - An/b) \cos(m \pi x/a) \cdot \cos(n \pi y/b) \cdot \sin(q \pi z/l). \\ a & \delta \end{aligned}$$
(10.2)



 Рис. 10.1. Прямоугольный объемный резонатор: а) общий вид;
 б) силовые линии электрического (сплошные) и магнитного (штриховые) полей для колебания E₁₁₀

Таким образом, для каждой тройки чисел *m*, *n*, *q* записано решение уравнений поля, определяемое формулами (10.1) и (10.2) и имеющее волновое число (10.1`). Это значит, что каждой тройке чисел соответствует собственное колебание, имеющее собственную частоту *f* и собственную длину волны λ :

$$f = (c/2)\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2 + (q/l)^2}, \ \lambda = 2/\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2 + (q/l)^2} \ . \ (10.3)$$

Если среди чисел *m*, *n*, *q* нет нулей, то такой тройке чисел соответствуют два собственных колебания с одной и той же частотой, но с различной структурой поля. Если собственной частоте соответствует два или больше собственных колебания, то говорят о наличии вырождения, а данная собственная частота называется вырожденной или кратной. Если размеры полости *a*, *b*, *l* являются соизмеримыми, т. е. их отношения являются рациональными числами, то возможно вырождение более высокой кратности.

Индексы *m*, *n*, *q* определяют направления распространения плоских волн, на которые разлагается поле собственных колебаний полости. Простейшее колебание в полости получим при *m* = 1, *n* = 1, *q* = 0. Это колебание 110 имеет частоту $f = (c/2)\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2}$. Эта частота может быть невырожденной, поскольку тройке чисел *m*, *n*, 0 соответствует лишь одно собственное колебание:

 $E_z = C\sin(m\pi x/a) \cdot \sin(n\pi y/b), H_x = (n\pi/ikb)C\sin(m\pi x/a) \cdot \cos(n\pi y/b),$

 $H_{y} = (-m\pi/aik)C\cos(m\pi x/a) \cdot \sin(n\pi y/b), E_{x} = E_{y} = H_{z} = 0,$

которое зависит от единственной постоянной *C*, определяющей его амплитуду. Если выполняются условия a > l, b > l, то частота такого колебания будет наименьшей среди всех частот (10.3), притом невырожденной. На рис. 10.16 показана структура электромагнитного поля этого колебания: электрические силовые линии образуют пучок прямых, параллельных оси *z*, наиболее густой при x = a/2, y = b/2, а магнитные силовые линии охватывают этот пучок замкнутыми кольцами неправильной формы.

В заключение отметим следующую особенность формул, описывающих электромагнитное поле колебания E_{110} : в выражения для магнитного поля входит множитель $\pm i$, отсутствующий у электрического поля. Это значит, что магнитное поле сдвинуто по фазе на $\pm \pi/2$ относительно электрического. Таким образом, при некоторых значениях времени t электрическое поле исчезает во всем объеме резонатора, а магнитное поле при этом принимает максимальные значения (по абсолютной величине); через четверть периода исчезает магнитное поле, а электрическое достигает максимума и т. д. Таким образом, при собственных колебаниях электромагнитная энергия дважды за период является чисто электрической и дважды чисто магнитной,

причем происходит непрерывный переход энергии из электрической формы в магнитную и наоборот. Те же энергетические процессы происходят при свободных колебаниях обычных резонансных контуров *L*, *C*, а также других объемных резонаторов без потерь. При наличии потерь разность фаз между *E* и *H* уже не будет равна $\pm \pi/2$.

Наряду с «пустыми» объемными резонаторами иногда применяются диэлектрические резонаторы, представляющие собой небольшие тела, обладающие высокой диэлектрической проницаемостью є (порядка нескольких десятков и более). Поскольку длина волны в диэлектрике короче в $\sqrt{\varepsilon}$ раз по сравнению с вакуумом, такие тела, занимая сравнительно небольшой объем, обладают резонансными свойствами и позволяют конструировать сверхвысокочастотную аппаратуру, в том числе различные фильтры. Можно сказать так: если нужна только резонансная частотная характеристика, то объемный резонатор можно заменить диэлектрическим. Если же требуется резонансное поле в значительном объеме, то надо применять объемный резонатор, а на более коротких волнах – открытый резонатор с зеркалами (см. раздел 9). Теория диэлектрических резонаторов более сложна, чем теория объемных резонаторов, поскольку электромагнитное поле в диэлектрике связано с полем в окружающем пространстве. Поэтому колебания такого резонатора, помещенного в свободное пространство или в волновод, сопровождается излучением; в этом отношении он аналогичен открытым резонаторам.

В измерительной практике часто применяют систему, в которой электромагнитная энергия подводится в объемный резонатор через волновод. Связь между резонатором и волноводом можно осуществлять с помощью зонда, петли, отверстия или щели. Наиболее удобна связь, которую можно непрерывно варьировать, например, вдвигая зонд или петлю в резонатор.

Колебания в объемном резонаторе можно возбудить, например, с помощью вибратора (штыря, зонда) или электронного потока; эти источники колебаний можно представить как сторонние электрические токи с объемной плотностью j_e ; если вибратор считать идеально проводящим, то сторонний ток в нем будет поверхностным. Объемный резонатор можно возбудить через отверстие или щель в его стенке; отверстие необходимо, чтобы ввести в резонатор вибратор или электронный поток или чтобы связать резонатор с линией передачи.

Отметим, что сторонние токи заменяют собой действие внешних устройств на данную часть системы — объемный резонатор, т. е. учитывают его незамкнутость. Поэтому, введя в рассмотрение сторонние токи, следует считать резонатор изолированным – окруженным непроницаемой оболочкой, в которой уже нет отверстий и щелей и через которую поле не просачивается наружу (это не выполняется для резонатора, связанного с волноводом).

В лабораторных установках, как правило, применяются цилиндрические, прямоугольные и тороидальные объемные резонаторы (рис. 10.1 и 10.2). Стоячие волны в объемном резонаторе могут иметь различную поляризацию (ориентацию векторов электрического Е и магнитного Н полей). Электромагнитные волны, распространяющиеся в свободном пространстве, являются поперечно поляризованными, то есть векторы Е и Н расположены в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Электромагнитные колебания в объемном резонаторе не обладают поперечной поляризацией – один из векторов E или H будет иметь проекцию на направление распространения волны, т.е. продольную компоненту. Если продольную составляющую имеет вектор Е, то такие колебания называются электрическими и обозначаются буквой Е или ТМ, если продольную составляющую имеет вектор **H**, то колебание называется магнитным **H**, или ТЕ. Каждое колебание в резонаторе характеризуется тремя индексами *mnp*, соответствующими, например, в цилиндрическом резонаторе числу полуволн по его диаметру, окружности и длине. Тип колебания (Е или Н) и его индексы mnp определяют структуру электрических и магнитных полей в объемном резонаторе.



Рис. 10.2. Объемные резонаторы: а – тороидальный резонатор клистрона (сплошные линии – силовые линии электрического поля, пунктирные – магнитного для колебания E_{110}); б – система цилиндрических резонаторов магнетрона

Переменное магнитное поле индуцирует на стенках объемного резонатора электрические токи. Направление токов зависит от вида колебаний: для электрических колебаний возможны только токи, параллельные оси цилиндра (продольные); при магнитных колебаниях ток может иметь как продольную, так и поперечную составляющие. Ток нагревает стенки резонатора, что приводит к потерям электромагнитной энергии (тепловые потери). Если в стенках резонатора есть отверстия, которые пересекаются переменным током, то ток возбуждает вне объема резонатора электромагнитное поле, что приводит к потерям энергии на излучение. В объемных резонаторах, применяемых на практике, потери на излучение гораздо больше тепловых потерь.

Колебания в объемном резонаторе возбуждают, вводя в него петлеобразный проводник (петля связи) или через отверстие (щель). В последнем случае необходимо, чтобы токи в стенках резонатора пересекали щель. Эти же элементы обеспечивают вывод электромагнитной энергии наружу, что приводит к уменьшению амплитуды стоячих волн, которое, однако, компенсируется энергией электронного пучка, возбуждающего колебания в резонаторе. Таким образом, в стационарном режиме амплитуда колебаний стоячих волн не изменяется.

10.1.2. Вакуумные источники СВЧ-излучения на электронных пучках

В области сверхвысоких радиочастот (СВЧ) мощное монохроматическое излучение может быть получено с помощью электронных генераторов: клистронов, магнетронов, ламп обратной волны и др. В этих приборах излучение генерируется при взаимодействии потока электронов с полем резонансной или нерезонансной колебательной системы. Начальное (затравочное) колебание, как и в случае ВЧ-генераторов, появляется за счет выделения резонансной частоты тепловых флуктуаций и ее раскачки.

В клистронах СВЧ-излучение генерируется при прохождении прямо-



Рис. 10.3. Устройство отражательного клистрона

линейного потока электронов через один или несколько полых резонаторов, размеры которых несколько меньше длины волны.

Клистрон (рис. 10.3) состоит из электронной пушки ЭП (содержащей накаленный катод К, эмитирующий электроны; фокусирующий электрод Ф и анод А), тороидального объемного резонатора С и отражателя Е. Электронная пушка создает поток электронов, который ускоряется постоянным напряжением, приложенным меж-

ду катодом K и резонатором C. Между резонатором и отражателем (пространство группировки) электроны под действием отрицательного потенциала отражателя поворачивают обратно к резонатору и вновь пролетают через его сетки.



Рис. 10.4. Траектории электронов в пространстве группировки

Если на сетках резонатора возникает переменное напряжение $U = U_0 \sin(\omega t)$, то скорость электронов будет меняться с частотой *ю*. Электроны, попавшие в резонатор в момент, когда $U_0 \sin(\omega t) > 0$ (например, электроны на 1 рис. 10.4), ускоряются; а электроны, для которых $U_0 \sin(\omega t) < 0$ (например, 3), тормозятся. При определенном соотношении между

потенциалами на электродах клистрона и его размерами электроны 1, 2 и 3 (рис. 10.4), пройдя различные пути и затратив на это, соответственно, различное время, вернутся к резонатору С одновременно в момент времени t_5 . Таким образом, все электроны, вылетающие из резонатора между моментами t_1 и t_3 , образуют сгусток. Электроны, вылетающие из резонатора в течение полупериода между моментами времени t_3 - t_5 , не образуют сгустка, а рассеиваются, возвращаясь в резонатор в течение целого периода.

Сгустки электронов, возвращающиеся в момент времени 5, когда переменное поле в нем является тормозящим, отдают часть своей энергии резонатору и поддерживают его колебания. После пролета отраженного потока через резонатор большая часть электронов потока оседает на стенках резонатора и в дальнейшем процессе не участвует. Роль начального колебания играют случайные изменения напряжения между сетками резонатора. Мощность, генерируемая клистроном, выводится с помощью петли связи.

Описанный клистрон называется *отражательным*, в отличие от *про*летного клистрона, в котором электроны однократно пролетают через систему резонаторов.

В пределах каждой зоны генерации возможна электронная перестройка частоты за счет изменения времени пролета электронов; на практике её осуществляют изменением напряжения на отражателе. Так как ток в цепи отражателя равен нулю, управление частотой генерации происходит без затрат мощности. Диапазон электронной перестройки частоты у отражательных клистронов обычно не превышает 0.5% от среднего значения частоты. Также возможна механическая перестройка частоты. Она осуществляется изменением параметров резонатора. Диапазон механической перестройки составляет примерно 25% от средней частоты, что значительно больше диапазона электронной перестройки, но при этом скорость перестройки невелика.

Поток электронов эффективно взаимодействует с электромагнитной волной, когда его скорость близка скорости этой волны (в противном случае за достаточно небольшой отрезок времени электрон будет взаимодействовать как с положительными, так и с отрицательными полуволнами, в результате чего усредненное взаимодействие будет равняться нулю). При этом если скорость потока электронов несколько меньше скорости электромагнитной волны, то они получают энергию от волны и ускоряются. В том случае, если скорость электронов несколько больше скорости волны, они отдают свою энергию этой волне. Поэтому для эффективного возбуждения электромагнитной волны необходимо создать такие условия, при которых ее фазовая скорость уменьшалась бы по сравнению со скоростью в свободном пространстве. Для этого используются так называемые «замедляющие» структуры: структуры, увеличивающие поверхность волновода, по которому распространяется волна (см. например, рис. 10.5 и 10.6). Для примера рассмотрим замедление электромагнитной волны в одной из таких



(спиральная замедляющая линия)

замедляющих структур – спиральной замедляющей линии.

Замедление электромагнитных волн в спиральной линии осуществляется за счет того, что электромагнитные волны распространяются вдоль идеально проводящего прямого провода со скоростью с. В первом приближении при искрив-

лении провода это свойство сохраняется. Если считать, что по согнутому проводу волна бежит со скоростью *c*, то замедление волны вдоль оси спирали определяется чисто геометрическим параметром – $c/v = 2\pi a \sin \alpha/l$, где l – длина участка спирали, приходящаяся на полный оборот провода; *a* – радиус спирали; α – угол намотки провода (угол между плоскостью, перпендикулярной оси цилиндра и проводом) (рис. 10.5). В этом случае фазовая скорость волны по оси *z*, вдоль которой движутся электроны, равна $v = c \cdot l/(2\pi a \sin \alpha)$. Согласно этой элементарной формуле, фазовая скорость волны в спирали не зависит от частоты. Фактически же волна в спирали обладает некоторой дисперсией. Однако эта дисперсия невелика, так что фазовая скорость остается почти постоянной в широком диапазоне частот.

Кроме спирали, для замедления могут использоваться и другие периодические структуры, например металлические гребенки, которые используются в генераторах – *лампах обратной волны* (ЛОВ). Вследствие периодичности таких структур имеющееся в них СВЧ-поле можно рассматривать как сумму бесконечного множества гармоник (разложение периодических негармонических функций в ряд Фурье). Фазовые скорости этих гармоник могут быть направлены как в сторону групповой скорости – направление движения энергии (прямые волны), так и в *противоположную сторону (обратные волны)*. Принцип работы ЛОВ, как и следует из названия, состоит в том, что электронный пучок взаимодействует именно с обратными волнами.

Схема такой лампы представлена на рис. 10.6. Электронная пушка создаёт пучок электронов, движущийся к коллектору. Заданное сечение пучка сохраняется постоянным при помощи фокусирующей системы. Предположим, что со стороны коллектора в замедляющую систему ЛОВ введён СВЧ-



Рис. 10.6. Схема лампы обратной волны

сигнал, то есть вдоль замедляющей системы справа налево двигается волна с групповой скоростью v_{гр}. (Как всегда, в генераторах роль таких «затравочных» волн играют флуктуации, в частности, тепловые.)

Варьируя величину

приложенного напряжения U_0 , можно формировать поток электронов, вылетающих из катода со скоростью v_e , которая будет немного превышать скорость волны v_{ϕ} ; поток направлен параллельно замедляющей структуре. Электроны, поочерёдно проходя мимо неоднородностей, встречают одну и ту же фазу высокочастотного продольного поля, что приводит к тому, что часть кинетической энергии пучка передаётся СВЧ-полю. При этом электронный поток приобретает модуляцию по скорости, что приводит к модуляции плотности электронного потока (быстрые электроны догоняют медленные). Этот модулированный поток, двигаясь по направлению к коллектору, наводит на замедляющей системе высокочастотный ток. Но энергия волны, с которой взаимодействуют электроны, переносится навстречу электронному потоку. В результате на выходе лампы около электронной пушки создаётся поле, превышающее первоначальный сигнал. Лампа приобретает свойства автогенератора.

Часть энергии электромагнитного поля уходит через волноводный вывод энергии к нагрузке, а оставшаяся вновь взаимодействует с электронами. Некоторая часть энергии СВЧ-волны может отражаться от этой нагрузки и поступать обратно в замедляющую систему. Эта отраженная волна может взаимодействовать с электронным потоком, что будет приводить к изменению выходной мощности. Для устранения этих эффектов на конце замедляющей системы, обращенном к коллектору, включают дополнительную самосогласованную нагрузку (поглотитель).

С уменьшением генерируемой длины волны возрастают трудности конструктивного выполнения электронных приборов с резонаторами или замедляющими системами, характерные размеры которых обычно лежат в пределах $\lambda/4 - \lambda/2$. По этой причине приборы с резонаторами работают на волнах длиннее 1.5–2 мм. Приборы с замедляющими системами конструируют и для более коротковолнового излучения (до $\lambda \approx 0.2$ мм).

Изменяя энергию электронов, можно в некоторых пределах менять частоту генерации; ширина диапазона электронной перестройки частот характеризуется коэффициентом перекрытия диапазона $\delta_c = f_{\text{max}}/f_{\text{min}}$ и составляет 1.5÷2.

Другое серьезное ограничение состоит в том, что для получения высокой мощности и когерентности излучения поток электронов должен быть сгруппирован в сгустки, протяженность которых составляет менее половины длины волны генерируемого излучения. Если протяженность сгустка больше длины волны излучения, электронный пучок излучает не когерентно, а отдает мощность в более или менее широкой области спектра.

Магнетрон – мощная двухэлектродная электронная лампа, электроны в которой, двигаясь в скрещенных электрических и магнитных полях, создаваемых внешними источниками, генерируют СВЧ-волны в диапазоне ~ 1–100 ГГц. Основу конструкции магнетрона составляет коаксиальный цилиндрический диод с внутренним электродом – катодом – в однородном постоянно магнитном поле. Эмитированные катодом электроны совершают дрейфовое движение поперек скрещенных статических электрического \mathbf{E}_0 (имеет радиальное направление) и магнитного \mathbf{H}_0 (направлено вдоль оси катода) полей ($\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{H}_0$), образуя замкнутый поток вокруг катода.

Анод многорезонаторного магнетрона – массивный полый цилиндр, во внутренней части которого вырезаны объемные резонаторы со щелями, выходящими на поверхность (см. рис. 10.26 и 10.7). Магнетрон работает в режиме магнитной изоляции диода, т.е. электроны не достигают поверхности анода, разворачиваясь при взаимодействии с магнитным полем. Взаимодействие этого потока электронов с резонаторами приводит к генерации СВЧ-колебаний с длиной волны, близкой длине волны резонансных колебаний отдельных резонаторов.



Рис. 10.7. Схематическое изображение многорезонаторного магнетрона: общий вид (а); поперечное сечение (б) и эквивалентная схема (C, L – индуктивность и емкость отдельного резонатора, а C_0 – емкость между участком анода, приходящегося на один резонатор, и катодом) (в)

Вывод энергии из магнетрона обычно осуществляется с помощью коаксиальных линий и волноводов через петли связи или щели (см. рис. 10.76). Нагруженная добротность таких резонаторов ~ 10^2 .

В сантиметровом диапазоне магнетроны позволяют в режиме микросекундных импульсов получать мощности $P \sim 10^6$ Вт, в непрерывном режиме – 10^3 Вт. С укорочением λ мощности снижаются пропорционально λ^2 (и чуть быстрее). В диапазоне миллиметровых длин волн и ниже магнетрон утрачивает свою конкурентоспособность.

10.1.3. Диод Ганна

Диод Ганна (ДГ) – это полупроводниковый прибор без *p*–*n*-перехода (т.е. используются объемные свойства полупроводника, а не свойства электронно-дырочных переходов), преобразующий энергию источника питания постоянного напряжения в энергию сверхвысокочастотных колебаний (0.1–100 ГГц) в результате возникновения в полупроводнике домена сильного поля. В 1963 г. Дж. Ганн обнаружил, что при приложении электрического поля ($E > E_{cr} \sim 2 \div 3$ кВ/см) к однородным образцам из арсенида галлия *n*-типа в образце возникают спонтанные колебания тока. Позднее он установил, что при превышении некоторого порогового значения напряженности поля $E > E_{cr}$, в образце, обычно у катода, возникает небольшой *участок сильного поля* – «*домен»* (см. рис. 10.8), дрейфующий от катода к аноду и исчезающий на аноде. Затем у катода формируется новый домен, и процесс периодически повторяется. Моменту возникновения домена соответствует падение тока, текущего через образец. Моменту исчезновения домена у анода – восстановление прежней величины тока. Период колеба-

ний тока приблизительно равен пролетному времени, т.е. времени, за которое домен дрейфует от катода к аноду.

Рис. 10.8. Схема формирования домена: распределение в пространстве объемного заряда и напряженности электрического поля

Формирование доменов сильного поля становится возможным из-за зарядовой неустойчивости, возникающей в приборах с отрицательным дифференциальным сопротивлением (см. ниже). Если из-за тепловой флуктуации группа электронов сместилась в сторону катода относительно неподвижных ионизованных доноров, то при условии, что возникшая в этом случае локальная напряженность поля меньше пороговой, избыточная электронная плотность «рассосется» за максвелловское время релаксации $\tau_M = \varepsilon'\sigma$, здесь ε , σ – диэлектрическая проницаемость и проводимость образца. В образце с отрицательной дифференциальной проводимостью $\sigma < 0$ (см. далее) возникшая тепловая флуктуация концентрации электронов будет увеличиваться со временем.

Действительно, в области дипольного объемного заряда напряженность электрического поля возрастет и станет больше порогового значения, а в остальной части образца E слегка уменьшится и станет меньше E_{cr} , так как напряжение, подаваемое на образец, поддерживается постоянным. В результате этого дрейфовая скорость электронов и плотность

Рис. 10.9. Упрощенные энергетические диаграммы для электронных состояний в кристалле GaAs. Слева изображена зонная структура в виде зависимостей энергии от волнового вектора k; а справа – от пространственной координаты тока в области существования объемного заряда уменьшатся, а в остальной части образца изменятся незначительно. Это приведет к дальнейшему увеличению концентрации электронов в левой части объемного заряда (за счет их подтока от катода) и нескомпенсироконцентрации ванных доноров в правой части за счет ухода быстрых электронов от правой границы к аноду. Этот процесс прекратится и дипольный слой достигнет стабильной конфигурации, когда

плотности тока внутри и вне его сравняются. Следует также отметить,

что пока домен не исчезнет, поле в образце будет меньше порогового значения, и образование нового домена произойдет только после исчезновения первого. Поэтому ток во внешней цепи будет представлять собой последовательность импульсов, разделенных временем пролета.

Рис. 10.10. Вольт-амперная характеристика диода Ганна: участок отрицательного дифференциального сопротивления при *E* > *E*_{cr}

Эффект Ганна наблюдается главным образом в двухдолинных полупроводниках, зона проводимости которых состоит из одной нижней долины и нескольких верхних долин (см. рис. 10.9 и раздел 9.8). Приложим к однородному образцу из арсенида галлия электрическое поле. Если напряженность поля в образце мала, то все электроны находятся в нижней долине зоны проводимости. Поскольку средняя тепловая энергия электронов значительно меньше энергетического зазора между дном верхней и нижней долин зоны проводимости, они не переходят в верхнюю долину. Когда напряженность поля достигает порогового значения E_{cr} , появляются электроны, способные переходить в верхнюю долину зоны проводимости. Дальнейшее увеличение поля приводит к росту концентрации электронов в верхней долине (n_2).

Переход из нижней долины в верхнюю сопровождается значительным ростом **эффективной массы** носителей тока (от $m_1^* = 0.068$ до $m_2^* = 1.2$, где $m^* = \hbar^2/(d^2\varepsilon/dk^2)$, здесь ε и k – энергия и волновое число носителя тока) и, следовательно, уменьшением **подвижности** $\mu = e\tau/m^*$ (τ – время свободного пробега электрона в кристалле между двумя столкновениями с колеблющимися атомами решетки). Подвижность изменяется от $\mu_1 = 8000-3000 \text{ см}^2/(\text{B·c})$ до $\mu_2 = 100-200 \text{ см}^2/(\text{B·c})$, что ведет к уменьшению **скорости дрейфа** ($v_{\pi} = \mu E$).

Большая разница в подвижностях электронов для верхней и нижней долин приводит к тому, что, начиная с некоторого значения приложенного внешнего поля, средняя дрейфовая скорость начинает уменьшаться с ростом поля. При этом на вольт-амперной характеристике образца появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (см. рис. 10.10). Необходимо отметить, что за счет взаимодействия электронов с кристаллической решеткой полупроводника скорость электронов не превышает ~ 10^7 см/с, т.е. имеет место «насыщение» при больших напряженностях поля, и ток достигает некоторого постоянного значения – $J_{\rm нас}$.

10.2. Источники рентгеновского излучения

Рентгеновское излучение – электромагнитное излучение, лежащее между УФ-излучением и излучением жестких γ -квантов. Условные энергетические границы этого диапазона – от десятков электронвольт (эВ) до нескольких сотен килоэлектронвольт (кэВ). Благодаря высокой проникающей способности оно широко используется для изучения внутренней структуры различных объектов, в том числе и непрозрачных для оптического излучения. Исторически первыми и наиболее распространенными по сей день источниками рентгеновского излучения являются **рентгеновские трубки** – источники, в которых рентгеновское излучение возникает при бомбардировке анода (антикатода) электронами, эмитируемыми катодом высоковольтного вакуумного диода (см. рис. 10.11). Катод, фокусирующий электрод и анод рентгеновской трубки помещены в вакуумный (10^{-5} – 10^{-7} Topp) баллон, изготовленный из изолирующего материала. Катод представляет собой спи-

раль из вольфрама, через которую пропускается ток от низковольтного источника питания, в результате чего нить накаляется до 2000 К и становится источником термоэлектронов. Анод представляет собой массивный охлажлаемый волой металлический стакан из тех материалов, характеристические спектры которых используются. Между катодом и анодом прикладывают разность потенциалов V_{KA} , достигающую в обычных рентгеновских трубках нескольких десятков киловольт. Ускоренные электроны, движущиеся к аноду, тормозятся на нем.

Торможение электронов приводит к появлению электромагнитного излучения, имеющего сплошной спектр. Это тормозное рентгеновское излучение. На рис. 10.12а изображена форма спектра тормозного рентгеновского излучения при нескольких значениях $V_{\rm KA}$. Спектр тормозного излучения описывается следующим образом:

$$I_{\nu} = dI/d\nu \sim C_{I}(\nu_{0} - \nu);$$
или $I_{\lambda} = dI/d\lambda \sim (C_{\lambda}/\lambda_{0})(\lambda - \lambda_{0})/\lambda^{3},$ (10.4)

здесь I_v и I_λ – спектральная плотность излучения; C_v и C_λ – некоторые константы; $v_0 = eV_{KA}/h$ и $\lambda_0 = c/v_0$ – коротковолновая граница спектра. С увеличением V_{KA} коротковолновая граница спектра смещается влево, а интенсивность спектра возрастает. Обрыв спектра в области коротких длин волн естественным образом вытекает из квантовых представлений: энергия рентгеновских квантов, возникающих при торможении электронов, не может превышать кинетическую энергию этих электронов.

Рис. 10.12. Излучение рентгеновской трубки: а) тормозной спектр (вольфрамовый анод); б) суммарный рентгеновский спектр, который возникает при возбуждении характеристического излучения (молибденовый анод)

Мощность тормозного рентгеновского излучения связана с мощностью падающего электронного пучка следующим образом: $P_{\gamma} = CZV_{\rm KA}P_{\rm элп}$, здесь $C = 10^{-6}$ кэВ⁻¹ – некоторая размерная постоянная; Z – атомный номер вещества анода; $V_{\rm KA}$ – энергия электронов в киловольтах; $P_{\rm элп}$ – мощность электронного пучка. Остальная энергия электронного пучка за счет ионизационных потерь превращается в тепло, выделяющееся на аноде; именно поэтому в мощных рентгеновских трубках анод охлаждается водой.

Наряду с генерацией непрерывного излучения, ускоренные электроны возбуждают также линейчатое характеристическое излучение атомов анода при их ионизации с внутренних оболочек (на рис. 10.126 изображен суммарный рентгеновский спектр, который получается при использовании молибденового катода). Оно состоит из линий, объединенных в серии K, L, M, N, O (см. раздел 4). Все линии этих серий объединены общим начальным уровнем ионизации; уровни энергии, с которых происходят переходы при заполнении образовавшейся вакансии, для линий одной серии различны, т.е. К-серия – переходы с верхних уровней на уровни с n = 1; L-серия – на уровни с n = 2 и т.д. Естественно, все линии соответствующей серии определенного элемента могут появиться только тогда, когда энергия электронов и, соответственно, напряжение на трубке V_{KA} больше энергии ионизации с соответствующего уровня V_i . При повышении напряжения V_{КА} электроны проникают все глубже в анод, всё большее число атомов будет ионизоваться и испускать излучение этой серии, и её интенсивность I будет расти. Для напряжений $V_i < V_{KA} < 3V_i$ интенсивность $I_i \sim (V_{\rm KA} - V_i)^2$. С дальнейшим ростом напряжения рентгеновское излучение из более «глубоких» атомов при его выходе из анода частично поглощается приповерхностными атомами и рост интенсивности замедляется. При $V_{\rm KA} \approx 11 V_i$ с дальнейшим повышением V_{кА} интенсивность падает, так как большинство возбужденных атомов располагается так глубоко в аноде, что их излучение поглощается в нем.

Рис. 10.13. Схематическое изображение изменения индикатрисы направленности излучения с ростом энергии тормозящихся электронов

Рис. 10.14. Схематическое изображение максимально возможного значения вектора ускорения (v) при различных энергиях тормозящихся электронов: а – при малых и б – больших энергиях; *А* – положение ядра, в поле которого рассеивается электрон

Рентгеновское излучение широко используется в науке (рентгеноструктурный анализ кристаллов, молекул и т.д.), в медицине (для диагностики и лечения) и в технике (химический анализ, дефектоскопия и т.д.). Из-за различных требований к свойствам рентгеновского излучения для разных областей применения – жесткости, спектрального состава, мощности, временных характеристик (импульсы от десятков наносекунд до квазипостоянного), размеров излучающей области и т.д. – используется большое количество разнообразных конструктивных исполнений рентгеновских трубок. При этом их электрические параметры перекрывают очень большой диапазон значений: ускоряющее напряжение от 1 до нескольких сотен киловольт, токи – от десятков микроампер до десятков ампер, а в импульсных режимах и того больше, и т.д.

Отдельно следует сказать о таких источниках рентгеновского излучения, как диоды сильноточных ускорителей релятивистских электронных пучков, импульсная электрическая мощность которых 10¹¹ Вт и более при энергии электронов, достигающей нескольких мегаэлектронвольт. Следует отметить, что рентгеновское излучение имеет несимметричную индикатрису направленности, которая с увеличением энергии электронов вытягивается по направлению движения электронного пучка, что схематично представлено на рис. 10.13. Качественно это можно объяснить следующим образом: известно, что чем больше энергия электрона, тем меньше усредненный угол его многократного рассеяния в центральном электрическом поле ядер. Это приводит к тому, что с увеличением энергии электронов распределение значений углов между их первоначальными траекториями и векторами изменения скоростей становится все более узким с максимумом при 90° (см. рис. 10.14). Максимум излучения направлен перпендикулярно векторам второй производной дипольного момента, а так как они имеют такое же угловое распределение, как и изменение скорости, это и обуславливает сильную анизотропию излучения вдоль траектории электрона в зависимости от его энергии.

10.3. Источники синхротронного излучения

В настоящее время все более важным инструментом исследований в различных областях физики и биологии (физика твердого тела, кристаллография, молекулярная биология и т.д.) становится *синхротронное излучение* (СИ). Оно включает широкую область электромагнитного излучения от миллиметровой и инфракрасной до рентгеновской. Необходимо отметить, что СИ является наиболее ярким источником рентгеновского и ультрафиолетового излучения с непрерывным «сглаженным» спектром. Схематично механизм генерации синхротронного излучения можно описать следующим образом: в соответствии с законами дипольного излучения каждый заряд, каким-либо образом ускоренный, излучает элек-

 Рис. 10.15. Схема углового распределения мощности синхротронного излучения:
 а – нерелятивистский случай, β << 1;
 б – ультрарелятивистские электроны, β → 1 (здесь ν – скорость электрона; с – скорость света в вакууме) тромагнитную энергию. Поэтому при обращении по круговой орбите со скоростями, много меньшими. чем скорость света, электроны непрерывно испускают излучение, пространственное распределение мощности которого представляет тороид (рис. 10.15а). Максимум излучения лежит на плоскости, перпендикулярной радиусу окружности (направление изменения **ДИПОЛЬНОГО** момента совпадает C

центростремительным ускорением!) и проходящей через касательную к траектории электрона; интенсивность

излучения по направлению радиуса орбиты равно 0.

Рис. 10.16. Схема наблюдения синхротронного излучения в точке *Р*

Если электрон движется с релятивистской скоростью: $\beta = v/c \rightarrow 1$, то есть $\gamma = E/mc^2 >> 1$, то тороид вследствие эффекта Доплера сильно деформируется и вытягивается в конус с осью, совпадающей с направлением скорости частицы (рис. 10.15б). Синхротронное излучение обладает ярко выраженным «прожекторным эффектом»: оно направлено вперед по движению электрона и сосредоточено в узком конусе с угловым раствором $\delta \psi \sim \gamma^{-1}$ (рис. 10.15б). Вследствие характерного для отдельного релятивистского электрона прожекторного эффекта наблюдатель регистрирует излучение как короткий импульс, возникающий при прохождении иглообразного луча через точку наблюдения (рис. 10.16). Пусть эффективная длина дуги формирования излучения будет

$$l = R\delta\psi. \tag{10.5}$$

Время, в течение которого электрон проходит это расстояние $\tau' = l/c$, равно длительности всплеска излучения. Однако электромагнитная волна приходит в точку \mathcal{P} с запаздыванием, и в лабораторной системе координат длительность импульса составляет

Рис. 10.17. Зависимость относительной интенсивности синхротронного излучения от частоты, отнесенной к критической частоте

Таким образом, в точку наблюдения приходит волновой пакет, причем интервалы Δt и $\Delta \omega$, характеризующие длительность переданного сигнала и частотный состав спектра, связаны соотношением неопределенностей: $\Delta t \cdot \Delta \omega \cong 1$. Следовательно, наблюдатель будет регистрировать в точке \mathcal{P} целый ряд гармоник спектра, включая частоты порядка критической (*критической* называется такая *частота*, при превышении которой излучение в любом направлении становится пренебрежимо малым, см. рис. 10.17):

$$\omega_c \sim \Delta \omega = c \gamma^2 / l. \tag{10.7}$$

Ускорение электронов производится в синхротроне – циклическом электронном ускорителе, в котором частота ускоряющего электрического поля не меняется со временем, при этом ведущее магнитное поле (магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости орбиты электронов) увеличивается во времени, вследствие чего равновесная орбита не меняется в процессе ускорительного цикла. Схематично процесс ускорения происходит следующим образом. В камеру циклического ускорителя - синхротрона - вводятся электроды специальной конструкции, на которые подается разность потенциалов от высокочастотного коротковолнового генератора, работающего на постоянной частоте. Эти электроды образуют так называемый ускоряющий промежуток (ускоряющая щель, резонатор), в котором сосредоточено тангенциальное (направленное по касательной к траектории) электрическое поле, ускоряющее электроны. Согласно принципу синхронного ускорения (принцип автофазировки), необходимо, чтобы период обращения частицы в магнитном поле совпадал с периодом изменения электрического поля, т.е. с периодом генератоpa:

$$T = 2\pi mc/eH = 2\pi E/ecH = T_{\rm reH} = \text{const.}$$
(10.8)

Здесь *m*, e – масса и заряд электрона; c – скорость света; E – полная энергия электронов; H – некоторое среднее для данного оборота значение магнитного вектора (величина магнитного поля является нарастающей функцией). Если предположить, что магнитное поле не меняется по радиусу, можно найти, что для выполнения условия синхронизации электрон должен на каждом обороте проходить разность потенциалов:

$$V_{s} = \frac{cT_{reH}^{2}}{2\pi} \dot{H} .$$
 (10.9)

Это так называемая равновесная разность потенциалов. Она не зависит от энергии электрона и полностью определяется законом нарастания напряженности магнитного поля. Наиболее благоприятен, как следует из (10.9), линейный закон нарастания магнитного поля, при котором V_s остается постоянной величиной. Если электрон ускоряется несколько большей разностью потенциалов, тогда изменение энергии электрона при однократном прохождении ускоряющего промежутка зависит от того, в какой фазе электрон проходит через данный промежуток:

$$\Delta E = eV_a \cos \varphi \,. \tag{10.10}$$

Для фазы (равновесной)

$$\cos\varphi_s = \frac{V_s}{V_a} = \frac{cT_{\text{reH}}^2}{2\pi V_a} \dot{H}$$
(10.11)

напряжение на ускоряющем промежутке будет равно равновесному. Если входная фаза электрона совпадает с равновесной ($\varphi = \pm \varphi_s$), то такой электрон сохраняет равновесное значение фазы на всех последующих оборотах. Следовательно, такой электрон можно назвать резонансным. Очевидно, что резонансный электрон после N прохождений ускоряющего промежутка приобретает энергию

$$\Delta E = NeV_a \cos \varphi_s. \tag{10.12}$$

Однако таких электронов, у которых фаза строго равна резонансной, ничтожно мало. Оказывается, что важнейшим свойством резонансного метода является возможность ускорения и таких электронов, фаза которых отклоняется от равновесной. Если электрон будет опережать резонансную частицу, то он попадает в более сильное ускоряющее электрическое поле, чем это необходимо для точного резонанса. Такой электрон приобретает большую энергию, чем резонансный, и, следовательно, частота его обращения $\omega = ecH/E$ уменьшится. Таким образом, нерезонансный электрон может участвовать в процессе ускорения наряду с резонансным, ускоряясь квазисинхронно. Фаза такого электрона совершает периодические колебания около равновесного значения. Энергия частицы также колеблется около значения энергии резонансного электрона и в среднем равна ей. С течением времени фазовые колебания затухают, вследствие чего фаза неравновесных частиц автоматически приближается к равновесному значению.

Захват электронов в режим синхротронного ускорения возможен при достижении релятивистских скоростей частиц, действительно, синхротронная равновесная орбита, по которой электрон движется с постоянной средней угловой скоростью и медленно меняющимся радиусом, требует уже в начальном периоде, чтобы энергия частицы была релятивистской. Поэтому синхротронному режиму предшествует предварительный этап ускорения, например, в специальном инжекторе. После захвата в режим синхротронного ускорения вследствие колебаний пучок частиц будет иметь конечные радиальный и вертикальный размеры; он также будет ограничен по фазе, т.е. электронный пучок представляет собой сгусток типа тороида, изогнутого по орбите.

Необходимо отметить, что из энергетических соображений изменять траекторию релятивистских электронов в свободном пространстве значительно выгоднее при помощи магнитного поля, чем электрического. Действительно, максимальная достижимая величина электростатического поля ограничена пробоем на поверхности твердого тела, ограничивающего область, занятую полем. Порядок этой величины – 10^7 В/м; сила взаимодействия при такой напряженности эквивалентна лоренцевской силе, возникающей в поле ~ 0.03 Тл, тогда как технически возможно достичь напряженности магнитного поля 10 Тл и более.

Для удобства технического решения задачи конструкции синхротрона и его эксплуатации появилась необходимость введения в ускорительную камеру прямолинейных промежутков, т.е. участков, на которых не действует магнитное поле (см. рис. 10.18). Такие участки необходимы для облегчения инжекции частиц, введения ускоряющих промежутков (одного или нескольких), введения дополнительных устройств и т.д.

Рис. 10.18. Схема синхротрона: 1 – инжектор электронов; 2 – вакуумная камера; 3 – ускоряющие промежутки; 4 – квадранты магнита; 5 – сгусток электронов

Временная структура СИ связана с типом ускорителя. На синхротроне цикл ускорения, как правило, повторяется с частотой 50 Гц, и с такой же частотой повторяются пакеты импульсов СИ, промодулированные внутри пакетов с частотой обращения электронов на орбите $\omega_0 = c/2\pi R$. Длина сгустка электронов на орбите определяет длительность этого минимального импульса, которая достигает сотен пикосекунд. Если на орбите несколько сгустков, то частота повторения бу-

дет кратной частоте обращения $\omega = N \omega_0$, где N – число сгустков. Поэтому на синхротроне в каждом цикле ускорения необходимо при помощи прерывателя (механического модулятора) выделять временной участок (при 50 Гц порядка 5 мс), на котором электроны можно считать моноэнергетическими. Это существенно снижает энергетическую эффективность использования синхротрона в качестве источника монохроматического излучения.

Этого недостатка лишены *накопительные кольца*. Магнитное поле в накопительном кольце, подобно синхротрону, совмещает две функции: управление (искривление траектории) и фокусировку. В отличие от синхротрона, в накопительном кольце магнитное поле не меняется во времени, обеспечивая постоянство энергии циркулирующих частиц. В накопителях электроны живут на орбите часами. Здесь важно учесть длину сгустка, достигающую нескольких сантиметров (длительность до 100 пс), число сгустков на орбите и частоту обращения электрона. Постепенно

интенсивность импульсов СИ снижается из-за потери частиц с орбиты. Радиационные потери энергии компенсируются с помощью высокочастотного электрического поля, сосредоточенного в прямолинейных промежутках. Предварительно ускоренные до высокой энергии пучки частиц в инжекторе (линейный ускоритель, синхротрон и т.д.) многократно вводятся в камеру накопительного кольца отдельными импульсами до достижения требуемой плотности частиц (см. рис. 10.19).

Рис. 10.19. Схема накопительного кольца – источника излучения: 1 – инфлектор (устройство для ввода электронов на заданную траекторию); 2 – резонатор; 3 – ондулятор; 4 – вакуумные насосы; 5 – каналы вывода излучения

Для уменьшения потерь частицы движутся в сверхвысоком вакууме 10⁻⁹ Торр. За счет накопления частиц средний ток на орбите накопителя примерно на порядок больше, чем в синхротроне, а сечение пучка меньше, поэтому выше яркость излучения и лучше его пространственные характеристики. Все это, а также возможность длительного использования излучения моноэнергетических электронов создают серьезные преимущества накопителей как источников СИ перед синхротронами. Отметим также, что накопители создают вокруг себя более низкий радиационный фон, что позволяет располагать аппаратуру ближе к ис-

точнику СИ.

Обычно накопительное кольцо имеет значительное число каналов – выходов синхротронного излучения (см. рис. 10.19). Так же, как и в синхротроне, очень удобным является включение в структуру накопительного кольца прямолинейных промежутков, лишенных магнитного поля. В них возможно введение дополнительных устройств, формирующих излучение, – ондуляторов, позволяющих существенно повысить эффективность использования синхротронного излучения.

10.3.1. Свойства синхротронного излучения, важные для применения

В этом пункте приведем полезные соотношения без выводов.

Рис. 10.20. Универсальные кривые, характеризующие спектральное распределение мощности синхротронного излучения (10.14) (a); спектр излучения абсолютно черного тела (10.15) (б)

Спектральное распределение мощности синхротронного излучения. Строго говоря, спектр СИ является дискретным. Однако он содержит столь большое число отдельных спектральных линий, чрезвычайно близко лежащих друг к другу, что в ультрарелятивистском случае движения электрона СИ обладает практически непрерывным спектром (см. рис. 10.20а):

$$f(y) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} y \int_{y}^{\infty} K_{5/3}(x) dx, \quad f(y) = \begin{cases} 1.33 y^{1/3}, & y \to 0, \\ 0.78 \sqrt{y} e^{-y}, & y \to \infty, \end{cases}$$
(10.13)

здесь $y = \omega' \omega_c$, $\omega_c = \omega_0 \cdot \gamma^3$ (см. ниже), $K_{5/3}$ – функция Макдональда (см. Приложение). Максимум мощности достигается при y = 1/3, т.е. $v_{\text{max}} = \gamma^3/2$. Выражение, описывающее спектральную зависимость мощности СИ, напоминает формулу Планка, характеризующую спектр излучения абсолютно черного тела (см. раздел 6.1 и рис. 10.20б):

$$\Phi(y) = \frac{15}{\pi^4} \frac{y^3}{e^{-y} - 1},$$
(10.14)

здесь $y = \omega' \omega_0$, $\omega_0 = kT/\hbar$. Сопоставление максимумов излучения

$$\omega_{\max}^{\text{чернот}} = \frac{kT}{\hbar} = \omega_{\max}^{\text{синх}} = \frac{c}{R} \gamma^3 \tag{10.15}$$

показывает, что синхротронное излучение электронов с энергией 1 ГэВ подобно излучению черного тела с эффективной (яркостной) температурой $T \sim 10^7$ К; другим земным источником такого излучения может быть высокотемпературная плазма. Следовательно, спектр СИ в коротковолновой области может быть использован в качестве стандарта так же, как спектр черного тела в видимой и инфракрасной областях.

Для оценки полной спектральной интенсивности излучения по всем направлениям для моноэнергетического пучка электронов можно использовать выражение

$$I(\lambda) = 4.88 \times 10^5 E \lambda_c^{-2} G(y), \qquad G(y) = y^3 \int_{y}^{\infty} K_{5/3}(\eta) \mathrm{d}\eta. \qquad (10.16)$$

Пересчитав энергию фотона, получим число фотонов в секунду на ангстрем, миллирадиан и миллиампер:

$$N(\lambda) = 2.46 \times 10^{13} \, y^{-2} E \lambda^{-1} G(y). \tag{10.17}$$

Острая направленность и максимум излучения. Как мы уже знаем, синхротронное излучение ультрарелятивистского электрона сосредоточено в плоскости орбиты электрона и благодаря релятивистским эффектам является остронаправленным. В каждый момент излучение заключено в конусе с углом раствора $\theta = 1/\gamma u$ направлено по касательной к траектории в точке излучения. Благодаря острой направленности излучение приходит в точку наблюдения в виде короткого импульса $\Delta \tau = 1/\omega_0 \gamma$, где $\omega_0 = c/2\pi R$ – частота обращения электрона по орбите. Эффект Доплера приводит к тому, что максимум мощности излучения не приходится на частоту обращения ω_0 , а смещен в область более высоких частот:

$$\Delta t = \Delta \tau \left(1 - \beta \cos \theta \right) \cong \Delta \tau \cdot 1/\gamma^2 = 1/\omega_0 \gamma^3, \qquad (10.18)$$

где Δt – время, в течение которого наблюдатель видит импульс синхротронного излучения электрона, θ – угол наблюдения, $\beta = v/c$. Отсюда следует, что максимум излучения смещен в область частот

$$\omega_c \sim 1/\Delta \tau \sim \omega_0 \gamma^3, \qquad (10.19)$$

эта частота называется критической – при частотах выше этой частоты интенсивность синхротронного излучения резко падает, – а критическая длина волны излучения

$$\lambda_c = 4\pi R/3\gamma^3 = 5.59 R/E^3, \qquad (10.20)$$

при учете того, что $\lambda_{\max} = 0.42\lambda_c$, можно написать оценку для длины волны максимума излучения:

$$\lambda_{\max} = 2.54 \, R/E^3 \,, \tag{10.21}$$

здесь R измеряется в метрах, λ_{\max} – в ангстремах, а E – в гигаэлектронвольтах.

Важной для практических оценок является длина участка траектории, с которой излучение приходит в точку наблюдения, – длина формирования излучения: $l \sim R/\gamma = mc^2/eH$, где H – магнитное поле в точке излучения.

Поляризационные характеристики. Эксперимент в согласии с тео-

Рис. 10.21. Сравнение экспериментальных (точки) и теоретических (линии) данных для углового распределения мощности СИ (λ = 408 нм, E = 250 МэВ)

рией показал, что компонента линейной поляризации с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости орбиты (*π*-компонента), имеет характерное угловое распределение с минимумом в плоскости орбиты (см. рис. 10.21). Компонента с электрическим вектором, паплоскости орбиты раллельным $(\sigma$ компонента), имеет максимум в плоскости орбиты. Непосредственно в плоскости орбиты излучение почти полностью линейно поляризовано (эксперимент показал, что провал в угловом распределении *π*-компоненты все же не до нуля). Вырезая излучение в плоскости орбиты, можно получить линейную поляризацию, достигающую 98%. Усредненная по всем углам и длинам волн степень линейной поляризации все еще

очень высока и достигает 75%.

Приведем некоторые практические формулы, полезные для спектроскопии.

Освещенность – поток излучения, приходящийся на единицу площади. Для эксперимента с использованием СИ это соответственно мощность пучка СИ, просуммированная по всему спектру и приходящаяся на площадку площадью 1 мм² на расстоянии *L* от точки излучения:

$$\varepsilon = 14 \frac{E^5 i}{RL^2} = 0.42 \frac{HE^4 i}{L^2}.$$
 (10.22)

где ε – освещенность в Вт/мм²; E – энергия электронов в ГэВ; i – ток в амперах; R – радиус орбиты в метрах; H – магнитное поле в кЭ; L – расстояние от точки излучения до точки наблюдения. Ток на орбите связан с числом частиц: $i(A) = 1.6 \times 10^{-19} N\omega_0$; величина магнитного поля и радиус кривизны траектории электронов с энергией – $H(\kappa Э) \cdot R(m) = 33.35 E(\Gamma э B)$. Спектральная освещенность – освещенность в относительном интервале длин волн $\Delta \lambda / \lambda$ на данной длине волны:

$$\varepsilon_{\lambda} \left(\text{BT/MM}^{2} \right) = 59 \frac{E^{2} (\Gamma \mathfrak{p} \text{B}) i(\text{A})}{\lambda L^{2} (\text{M})} \eta \left(\frac{\lambda}{\lambda_{c}} \right) v^{-1} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{c}} \right) \frac{\Delta \lambda}{\lambda}, \quad (10.23)$$

здесь длины волн измеряются в ангстремах, $\eta(\lambda/\lambda_c)$ – универсальная спектральная функция, график которой приведен на рис. 10.22а, $\nu(\lambda/\lambda_c)$ – универсальная угловая функция (рис. 10.22б, подробнее см. ниже).

Рис. 10.22. а – универсальная функция η(λ/λ_c), определяющая спектральное распределение излучения; б – универсальная функция ν(λ/λ_c), определяющая ширину углового распределения синхротронного излучения

Мощность пучка СИ, просуммированная по спектру и проинтегрированная по вертикальному углу в миллирадиан горизонтального угла:

$$W(\mathrm{Br/mpad}) = \frac{14E^{4}(\Gamma \mathfrak{s} \mathfrak{B})i(\mathrm{A})}{R(\mathrm{M})} = 0.42H(\kappa \mathfrak{S})E^{3}(\Gamma \mathfrak{s} \mathfrak{B}).$$
(10.24)

Соответственно спектральная мощность:

$$W_{\lambda}(\text{Bt/mpad}) = 48.6 \frac{E(\Gamma \ni B)i(A)}{\lambda(\text{aHrctpem})} \eta \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right) \frac{\Delta \lambda}{\lambda}.$$
(10.25)

Полный поток фотонов всех энергий, излучаемый в миллирадиан горизонтального угла:

$$N(\phi ot/c \cdot mpag) = 1.3 \times 10^{17} E(\Gamma \Im B)i(A). \qquad (10.26)$$

Спектральный поток фотонов на данной длине волны в относительный интервал длин волн $\Delta \lambda / \lambda$:

$$N_{\lambda}(\phi \text{or}/\text{c} \cdot \text{mpag}) = 2.46 \times 10^{16} E(\Gamma \text{sB})i(\text{A})\eta(\lambda/\lambda_c)\Delta\lambda/\lambda.$$
(10.27)

Угловое распределение для критической длины волны определяется углом:

$$\psi(\lambda_c)(\text{мрад}) = 0.82/E(\Gamma \Rightarrow B).$$
 (10.28)

При $\lambda >> \lambda_c$ этот угол больше $\psi(\lambda_c)$, и величина его определяется длиной волны СИ и радиусом орбиты:

$$\psi(\lambda)(\text{мрад}) = 0.66(\lambda(\text{ангстрем})/R(\text{м}))^{1/3}.$$
 (10.29)

При $\lambda << \lambda_c$ этот угол определяется длиной волны и магнитным полем в точке излучения:

$$\psi(\lambda)(\text{мрад}) = 5 \times 10^{-2} (\lambda(\text{ангстрем})H(\kappa \Theta))^{1/2}.$$
 (10.30)

Отношение $v = \psi(\lambda)/\psi(\lambda_c)$ является универсальной функцией от λ/λ_c (см. рис. 10.226).

Размеры и угловой разброс электронного пучка мало влияют на суммарную интенсивность и спектральное распределение СИ, однако целый ряд важных для спектроскопии характеристик источника зависит от параметра пучка. Поперечные размеры пучка электронов составляют 10^{-2} – 10^{-4} см², а угловая расходимость излучения чрезвычайно мала, например при 5 ГэВ не превышает 0.01°, это обуславливает его большую яркость. Благодаря высокой яркости синхротронное излучение можно использовать на расстоянии в десятки метров от источника.

Поскольку число электронов в сгустке на орбите синхротрона может достигать 10¹¹–10¹², суммарная энергия излучения велика.

Напомним, что все эти оценки справедливы для моноэнергетических пучков электронов, т.е. для накопителей. Для синхротронов необходимо учитывать временную зависимость энергии электронов.

Таким образом, можно сформулировать и перечислить следующие преимущества СИ как источника для спектроскопии.

- СИ является практически единственным источником, обладающим значительной интенсивностью в области 200–500 Å, и не уступает по интенсивности источникам с линейчатыми спектрами в области 500–1500 Å. В коротковолновой части спектра вакуумной ультрафиолетовой области и в области мягких рентгеновских лучей интенсивность синхротронного излучения электронов с энергией порядка нескольких гигаэлектронвольт превосходит мощность существующих рентгеновских трубок на несколько порядков.
- СИ является единственным мощным источником с непрерывным спектром в вакуумной ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях спектра.
- СИ является единственным интенсивным источником в вакуумном ультрафиолете и мягком рентгене с высокой и хорошо известной степенью поляризации, при этом можно использовать как линейную поляризацию (в плоскости орбиты), так и круговую с правым и левым вращением.
- 4. Спектральное и угловое распределения излучения электронов, а также поляризация могут быть предсказаны с хорошей точностью.
- 5. Поскольку СИ фокусируется в угле, лежащем вблизи плоскости орбиты, его интенсивность убывает обратно пропорционально первой сте-

пени расстояния в отличие от более обычной квадратичной зависимости. Это свойство СИ позволяет проводить эксперимент на большом расстоянии от источника в зоне малой радиационной опасности.

- Очень важны временные характеристики СИ. Источники СИ позволяют ют получать сверхкороткие мощные импульсы длительностью до 100 пс.
- 7. Высокий вакуум в источнике, т.е. в камере синхротрона или накопителя (10⁻⁹ Topp), дает важное преимущество по сравнению с часто применяемыми источниками, имеющими рабочее давление ~ 100 Topp (газоразрядные). Это позволяет получать сверхвысокий вакуум в рефлектометре без разделения объема излучателя и рефлектометра (высокий вакуум необходим, например, при изучении процессов, происходящих на поверхности, и многих других экспериментах).

Отдельно отметим интерес к терагерцовому излучению (характерная длина волны $\lambda \sim 3-300$ мкм), который обусловлен следующими его свойствами.

- 1. Излучение неионизирующее (энергия фотонов 0.04-0.004 эВ).
- Излучение относительно хорошо проходит через мутные среды и мелкодисперсные материалы благодаря тому, что его рэлеевское рассеяние существенно меньше, чем в видимом диапазоне (сечение рассеяния изменяется как 1/λ⁴).
- Частотный диапазон излучения охватывает область вращательных спектров молекул, колебаний биологически важных коллективных мод ДНК и белков, характерных частот межмолекулярного взаимодействия.
- 4. Терагерцовое излучение соответствует области энергий водородных связей и ван-дер-ваальсовых сил межмолекулярного взаимодействия.
- Энергия фотонов терагерцового излучения лежит в области энергетической щели сверхпроводников.

Высокая яркость источников СИ позволяет проводить спектроскопические исследования с экстремально высоким спектральным разрешением при коротких экспозициях. Использование поляризационных свойств СИ позволяет исследовать пространственную анизотропию объектов, исследовать оптическую активность молекулярных объектов. Исследования поглощения и флуоресценции газов и паров дает информацию о строении внутренних оболочек атомов.

Исследования молекулярных спектров с помощью СИ позволяет получить информацию о процессах фотоионизации и фотодиссоциации в молекулярных системах. При этом спектры могут регистрироваться с рекордным разрешением, например, до $\Delta\lambda \sim 0.03$ Å в ВУФ-области. Син-

хротронное излучение успешно используется для рентгеноструктурного исследования биополимеров, монокристаллов белка и других объектов.

Методы спектроскопии с временным разрешением, использующие модулированный характер СИ, позволяют исследовать метастабильные продукты фотолиза, механизмы сверхбыстрых химических реакций и т.д.

Применение СИ позволяет проводить исследования по физике поверхности в широкой спектральной области при сверхвысоком вакууме, при больших мощностях воздействующего на поверхность излучения. Состояние поверхности материалов является определяющим для микроэлектроники, явлений катализа, окисления, фотохимических и фотобиологических процессов, процессов на биологических мембранах и пр.

Исследования в области ВУФ и мягкого рентгена дают важную информацию для понимания электронной структуры твердого тела.

10.4. Источники ондуляторного излучения

В синхротроне внешний наблюдатель использует очень малую долю излучаемой электроном энергии, равную отношению угла раствора СИ к полному углу по орбите. Устройством, в котором эффективность использования излучения электрона выше и, кроме того, спектр излучения более монохроматичен, является **ондулятор**¹ (змейка, вигглер). В ондуляторе электронный поток проходит через систему поперечных знакопеременных постоянных магнитных полей, отклоняющих его в поперечном направлении (рис. 10.23). Электрон в такой периодической системе движется по плоской траектории (за исключением специальных случаев спиральных ондуляторов, см. рис. 10.24).

Рис. 10.23. Схема действия магнитного ондулятора: 1 – траектория электронов

Простейшей и наиболее распространенной в практических применениях является косинусоидальная траектория с периодом λ_w (см. рис. 10.25). При большом числе магнитов наблюдатель воспринимает сигнал, меняю-

¹ ондулятор – от французского l'onde — волна

щийся примерно по гармоническому закону, и можно говорить о генерации более или менее монохроматического излучения. В этом случае можно показать, что излучение вдоль направления движения монохроматическое с длиной волны

Рис. 10.24. Схема излучения электрона в ондуляторе: а – линейный ондулятор; б – спиральный ондулятор (на верхнем рисунке стрелками условно показаны направляющие конусов, соответствующие некоторому угловому распределению по длинам волн излучения в пучке)

Рис. 10.25. Схематическое изображение движения электрона вдоль косинусоидальной траектории (нижняя кривая) и плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси *z* (верхняя кривая)

Для ондуляторного излучения, как и для синхротронного, вследствие эффекта Доплера увеличивается частота излучения в $1/(1 - \beta)$ раз по сравнению с частотой колебаний излучающего заряда. Отметим, что максимум излучения по частоте совпадает с аналогичным выражением для синхротронного излучения.

Одним из интересных свойств ондуляторного излучения (ОИ) является пространственная дисперсия – под разными углами излучаются разные длины волн (рис. 10.24): чем больший угол наблюдения относительно оси пучка, тем больше λ . Это позволят простой диафрагмой (т.е. без спектральных приборов) выделить нужную часть спектра. Общее выражение для длины волны излучения под углом к направлению движения в ультрарелятивистском случае:

$$\lambda = \lambda_w \left(\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\theta_x^2 + \theta_y^2}{2} \right), \tag{10.31}$$

здесь θ_x и θ_y – углы, под которыми наблюдается излучение в плоскостях xOz и yOz соответственно. Выражение в скобках есть не что иное, как отличие проекции скорости электрона на направление от источника до наблюдателя от скорости света. Из (10.31) видно, что длина волны излучения растет при удалении от оси *z*, вдоль которой движется электрон.

Полная мощность излучения находится по формуле

$$P=\frac{2}{3}\frac{e^4B^2}{m^2c^3}(\beta\gamma)^2,$$

здесь В – амплитудное значение магнитной индукции.

Рис. 10.26. Спектр ондуляторного излучения

При периодическом движении спектр излучения электрона имеет дискретный характер и содержит частоты, кратные основной частоте ω_0 , навязываемой ему внешней системой и определяемой только эффектом Доплера (рис. 10.26, см. также раздел 1.5). В реальном ондуляторе излучается не бесконечно узкая идеальная линия, а линия конечной ширины. Поскольку частица испытывает периодические колебания в

ондуляторе, то и излучаемое ею поле также является периодическим во времени и представляет собою цуг волн, число периодов которого равно числу периодов ондулятора N. Длительность цуга зависит от угла θ , под которым наблюдается излучение, а также от длины ондулятора. Посколь-

ку длительность этого излучения конечна во времени, то под заданным углом θ регистрируется некоторый интервал частот, определяемый длительностью цуга. Относительная ширина размытия $\Delta \omega' \omega \sim 1/N$, что и определяет естественную ширину линии спонтанного излучения в ондуляторе. Чем больше периодов ондулятора, тем уже должна быть линия спонтанного излучения и, соответственно, выше спектральная яркость.

10.5. Лазер на свободных электронах

Усиление излучения электронов в ондуляторе по сравнению со спонтанным достигается за счет синхронизации актов излучения. Простое объяснение условия синхронизма состоит в следующем. Переменное по пространству статическое магнитное поле в области своего пространственного градиента не изменяет энергию частицы, а трансформирует в поперечное направление часть его продольного импульса. Таким образом, появляется составляющая скорости, поперечная по отношению к первоначальному направлению движения, тем самым генерируется поперечная составляющая переменного электрического поля волны, излучаемой электроном (см. рис. 10.25).

Результат взаимодействия такого электрона с электромагнитной волной зависит от разности фаз приходящей волны и колебания электрона: если напряженность электрического поля волны увеличивает поперечную скорость электрона, то последний в этой точке будет приобретать энергию, ускоряться по направлению движения, а волна будет затухать. В противном случае электрон будет терять энергию, отдавая её волне. Пусть электрон пролетает такое место, например $z = \lambda_w/4$, в момент времени, когда электрическое поле волны в этом месте максимально, например, при $t = \lambda_w/(4c)$. В точку, отстоящую на $\lambda_w/2$, электрон попадет за время $\lambda_w/(2v_z)$. За это время сила, действующая на него со стороны волны, изменит знак. Но поперечная составляющая скорости тоже изменит знак в этой точке. В результате мощность останется той же. Итак, электрон будет ускоряться вдоль всего ондулятора (пока не выйдет из синхронизма из-за увеличения энергии). Наоборот, электрон с той же (синхронной) энергией, летящий на π/ω позже, будет все время замедляться, а волна будет усиливаться. Естественно, условия синхронизма при неизменности энергии электронов могут сохраняться относительно длительное время только при равенстве частоты волны ω и частоты осцилляции электронов Ω или её гармоник с учетом релятивизма.

Частота колебаний электрона, движущегося по периодической траектории в ондуляторе, равна $v_0 = v_0/d$. В системе координат, движущейся со

скоростью электронного потока v_0 , частота колебаний электрона становится равной $v_s = v_0/d_s$, где из-за релятивистского сокращения длины период d ондулятора уменьшился в γ раз, т. е. $d_s = d/\gamma$. Отсюда $v_s = c\gamma/d = v_0/\gamma$. Следовательно, в собственной системе координат электрона частота его колебаний в γ раз больше, чем в лабораторной. Тогда частота излучаемых им волн с учетом эффекта Доплера

$$v = \frac{v_s}{\gamma \left(1 - \left(v_0 \cos \theta/c\right)\right)} = \frac{v_0}{1 - \left(v_0 \cos \theta/c\right)}.$$

В ультрарелятивистском (энергия электрона – E – много больше его энергии покоя – $E >> mc^2 = 511$ кэВ) случае $\gamma = 0.5(1 - v_0/c)^{-1}$. Тогда в направлении движения электронного пучка ($\theta = 0$), в котором частота максимальна, получим, что

 $v = 2\gamma^2 v_0$.

(10.32)

Рис. 10.27. Схема ЛСЭ в режиме усилителя: 1 – инжектор электронов; 2 – линейный ускоритель; 3 – ондулятор; 4 – задающий генератор; 5 – поворотные магниты; 6 – поглотитель или рекуператор энергии отработавшего пучка электронов

Описанный выше усилитель (схему см. на рис. 10.27) электромагнитного излучения называется *лазером на свободных электронах* (ЛСЭ). Строго говоря, электрон в ЛСЭ не является «свободным», поскольку испытывает действие электромагнитного поля, которое заставляет его излучать, но он «свободен» в том смысле, что не связан в атоме, как в случае обычного лазера, или в кристалле, как в случае полупроводниковых лазеров.

В том случае, если усиливается не интенсивность волны, формируемой задающим генератором, а некие спонтанные колебания, то можно говорить о ЛСЭ, работающем в режиме генерации. Чтобы увеличить длину взаимодействия излучения с активной средой, в данном случае с ансамблем осциллирующих электронов, на торцах активного объема, так же как и в обычном лазере, устанавливаются два зеркала с высоким коэффициентом отражения в рабочем диапазоне частот, образующие резонатор Фабри–Перо (рис. 10.28).

Рис. 10.28. Схема ЛСЭ в режиме генератора: 1 – инжектор электронов; 2 – линейный ускоритель; 3 – ондулятор; 4 – зеркала оптического резонатора; 5 – поворотные магниты; 6 – поглотитель или рекуператор энергии отработавшего пучка электронов

Также, как и в обычном лазере (см. раздел 9), необходимо обеспечить, чтобы время затухания электромагнитной волны (света) – $2L_p/[c\ln(\rho_1\rho_2)]$ (L_p – расстояние между зеркалами, а ρ_1 и ρ_2 – коэффициенты отражения зеркал) в пространстве между зеркалами было гораздо больше периода волны $2\pi/\omega$; это присуще любому высокодобротному колебательному контуру.

Если обозначить $G = (P_{\text{вых}} - P_{\text{вх}})/(P_{\text{вх}})$ – усиление мощности световой волны в ондуляторе, то условие нарастания мощности можно записать в виде

$$(1+G)\rho_1\rho_2 > 1.$$
 (10.33)

То есть усиление в ЛСЭ должно превышать потери в зеркалах. Если условие (10.33) выполнено, то после «включения» электронного пучка мощность растет co временем нарастания в e = 2.72раз $2L_p/\{c\ln[(1+G)\rho_1\rho_2]\} \approx 2L_p/[c(G+\rho_1+\rho_2-2)]$ (приближенное равенство записано с учетом $1 - \rho \ll 1$, что следует из (10.33) и $G \ll 1$). Условие (10.33) называют условием генерации, или самовозбуждения. Как и в квантовых излучателях (см. раздел 9), такое устройство называется усилителем с положительной обратной связью. Можно сказать, что в ЛСЭгенераторе пара зеркал обеспечивает положительную обратную связь.

Приближенное соотношение (10.32) иногда называют резонансным соотношением – в ЛСЭ частота излучения пропорциональна величине $2\gamma^2$. Так, если период ондулятора равен 1см, а $\gamma \approx 10$, т.е. энергия электронов приблизительно равна 5–10 МэВ, то длина волны излучения будет лежать в ИК-диапазоне.

Длинноволновая граничная длина волны для ЛСЭ примерно равна 1 мм. Диапазон, перекрываемый ЛСЭ, простирается за видимую область спектра и проникает в область рентгеновского диапазона. В любой конструкции ЛСЭ перестройка частоты ограничивается возможностями электронного ускорителя, но можно утверждать, что без особых конструктивных изменений перестройка частоты ЛСЭ возможна в пределах декады.

Рис. 10.29. Способы создания осцилляторного движения в различных вариантах ЛСЭ

Напомним, что для того, чтобы электрон излучал, необходимо тем или иным способом заставить его осциллировать. Кроме описанного выше ондулятора, существуют другие различные способы создания осциллирующего движения электронов, часть из них представлена на рис. 10.29. Так, можно воспользоваться магнитным полем (рис. 10.29а); поперечнонеоднородным (рис. 10.29б) или пространственно-периодическим (рис. 10.29в) статическим полем; можно придать осцилляторное движение, воздействуя на электрон интенсивной электромагнитной волной (рис. 10.29д); можно позволить электрону двигаться равномерно и прямолинейно, а его изображение заставить колебаться в периодически изогнутой металлической стенке (рис. 10.29е) или в слоистой диэлектрической структуре (рис. 10.29ж).

Преимущества ЛСЭ перед другими типами лазеров заключается в следующем:

1) можно генерировать излучение с любой наперед заданной длиной волны от 1 мм до 1 Å;

 возможна оперативная плавная перестройка длины волны монохроматического излучения посредством изменения магнитного поля в ондуляторах или энергии электронов из ускорителей;

 «рабочей средой» в ЛСЭ является релятивистский электронный пучок, способный генерировать излучение с высокой средней мощностью, до 10⁶ Вт.

В настоящее время идет строительство самого крупного в мире лазера на свободных электронах – *Европейского рентгеновского лазера на свободных электронах* (European XFEL). Электроны будут ускоряться до максимальной энергии 17.5 ГэВ сверхпроводящим линейным ускорителем; затем электроны попадут в магнитные поля ондуляторов, где они будут двигаться по искривленным (синусоидальным) траекториям, излучая в рентгеновском диапазоне. Планируется, что продолжительность импульсов не будет превышать 100 фс, это позволит исследовать химические реакции, которые слишком быстры, чтобы изучать их иными методами. Длина волны рентгеновского лазерного излучения будет меняться от 0.05 до 6 нм, позволяя измерения на атомном масштабе длины.

ПРИЛОЖЕНИЕ [11]

Функция Макдональда, модифицированная цилиндрическая функция, бесселева функция мнимого аргумента, функция

$$K_{\nu}(z) = K_{-\nu}(z) = \frac{\pi}{2} \frac{I_{\nu-1}(z) - I_{\nu}(z)}{\sin(\nu\pi)}, \qquad (10.\Pi.1)$$

здесь *v* – произвольное нецелое действительное число;

$$I_{\nu}(z) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(0.5z)^{\nu+2m}}{m! \,\Gamma(\nu+m+1)},$$
(10.Π.2)

здесь Г(х) – гамма-функция

$$\Gamma(x) = \int_{0}^{\infty} t^{x-1} e^{-t} dt.$$
(10.II.3)

Функция Макдональда $K_{\nu}(z)$ является решением дифференциального уравнения

$$z^{2} \frac{d^{2} y}{d z^{2}} + z \frac{d y}{d z} - (z^{2} + v^{2})y = 0.$$
 (10.11.4)

Литература

- 1. Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия / отв. ред. М.Е. Жаботинский. М.: Сов. энциклопедия, 1969.
- Гольдин Л.Л., Новикова Г.И. Квантовая физика. Вводный курс. М.: Институт компьютерных исследований, 2002.
- Зегря Г.Г., Перель В.И. Основы физики полупроводников. М.: Физматлит, 2009.
- 4. Тернов И.М., Михайлин В.В., Халилов В.Р. Синхротронное излучение и его применения. М.: Издательство МГУ, 1985.
- 5. Тернов И.М. Синхротронное излучение // УФН. 1995. Т. 165, № 4.
- 6. Винокуров Н.А., Кулипанов Г.Н., Скринский А.Н. Лазеры на свободных электронах – достижения и перспективы // Вестник Российской академии наук. 2011. Т. 81, № 6. С. 520–524.
- 7. Винокуров Н.А. Лазеры на свободных электронах: учебнометодическое пособие. Новосибирск, НГУ, 2005.
- Блохин М.А. Физика рентгеновских лучей. М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1957.
- 9. Трубецков Д.И., Храмов А.Е. Лекции по СВЧ электронике для физиков. Том 1 и 2. М.: Физматлит, 2003.
- 10. Звелто О. Принципы лазеров. 4-е изд. СПб.: Лань, 2008.
- 11. Математическая энциклопедия. М.: Советская энциклопедия, 1982. Т. 3. 477 с.
- 12. Маршалл Т. Лазеры на свободных электронах. М.: Мир, 1987.
- Агафонов А.В., Лебедев А.Н. Физика сильноточных электронных и ионных пучков. Материалы к курсу лекций. Часть 3. Волны, излучение и неустойчивости в сильноточных пучках. М.: ФИАН, 2012.
- 14. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. 2-е изд. М.: Радио и связь, 1988.