

**В.В'ГРИГОРЬЯНЦ**

**М.ЕЖАБОТИНСКИЙ**

**В.Ф.ЗОЛИН**

**КВАНТОВЫЕ**

**СТАНДАРТЫ**

**ЧАСТОТЕ\*?**



В. В. ГРИГОРЬЯНЦ М. Е. ЖАБОТИНСКИЙ В. Ф. ЗОЛИН

КВАНТОВЫЕ

СТАНДАРТЫ

ЧАСТОТЫ

>

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

**МОСКВА 1968**

Г 83 5Э0.1

**УПК** 530.145

В. В. **Григорьянц, М. Е. Жаботинский, В. Ф. Золин,** Квантовые стандарты частоты,

Изд-во «Наука», Главная редакция физико-мате­матической литературы, 1967, стр. 288.

Монография содержит краткое изложение основ радиоспектроско­пии и систематическое рассмотрение теории и техники квантовых стан­дартов частоты.

ОписаньГ все существующие типы квантовых стандартов частоты — квантовые генераторы на. пучках молекул аммиака, пучках атомов водорода и парах рубидия с оптической накачкой; пассивные квантовые .стандарты частоты на пучках атомов цезия и парах рубидия с оптиче­ской накачкой и оптической индикацией. Кратко рассмотрены и другие типы квантовых систем, близких к вышеуказанным, но применяемых лишь в исследовательских целях, а также квантовые системы, не раз­работанные еще окончательно (атомнолучевые трубки с атомами таллия, оптические квантовые генераторы с большой стабильностью частоты).

Табл. 14. **Hjfi.** **^—%гч** S£LH33**b.**

**В. В. Григорьянц, М. Е. Шаботинсний, В. Ф. Золин** Квантовые стандарты частоты М., 1968 г., 288 стр. с илл.

**Редактор** Г. В. Перегудов **Техн. редактор К. Ф.** Брудно **Ксрректсры** Ю. И. Зварич, Т. С. Плетнева

Сдано в набор 15/VIII 1967 г. Подписано к печати 23/XI 1967 г. Бумага 84Х1081/»г Физ. печ. л. 9. Условн. печ. л. 15,12. Уч.-изд. л. 14,65.

Тираж 6000 экз. Т-16010. Цена книги 1 р. 10 к. Заказ 3391

Издательство «Наука»

Главная редакция физико-математический литературы Москва, В-71, Ленинский проспект, 15

2-я типография издательства «Наука». Шубинский пер-, Ю

3-3-12

108-67

ПРЕДИСЛОВИЕ

Квантовые стандарты частоты уже не являются лишь уникальными лабораторными установками. Теперь неко­торые из них стали серийными приборами, применяемыми не только в лабораториях, но и в различных технических системах. С ними работают не только физики, но и радио­специалисты.

Однако пока не существует книги, посвященной кван­товым стандартам частоты и доступной всем специали­стам, имеющим дело с этими приборами. Монография А. Н. Ораевского, посвященная молекулярным генераторам, требует от читателя большой физико-математической под­готовки. Желающие изучить работу квантовых стандартов частоты других типов вынуждены обращаться к периодичес­кой литературе. Предлагаемая книга призвана восполнить указанный пробел. Ограниченный объем определил ее струк­туру. Авторы не стремились к полноте и математической строгости изложения. Главной целью было описание фи­зических принципов и основных технических характери­стик квантовых стандартов частоты. Большинство эффек­тов, приводящих к поправкам высших порядков, лежащим за пределами технических возможностей аппаратуры, ос­тавлено. без количественного рассмотрения. Мы считали необходимым посвятить часть объема книги таким техни­ческим разделам, как вакуумные системы, радиосхемы, и другим существенным узлам, приобретающим в квантовых стандартах частоты весьма специфический характер. Хотя

4

ПРЕДИСЛОВИЕ

книга в целом не носит метрологического характера, мы сочли нужным дать во введении обзор метрологических определений, связанных с проблемой измерения частоты.

Авторы считают необходимым подчеркнуть решающее влияние идей Н. Г. Басова, А. М. Прохорова и Ч. Та­унса, определивших не только общее направление развития квантовой электроники, но и постановку многих конкрет­ных работ. Они оказали большое влияние на эту книгу. На ее содержание наложили известный отпечаток также дискуссии с Г. М. Страховским и Я- А. Юхвидиным. Мы ,особенно благодарны Г. М. Страховскому за чтение ру­кописи и ценные замечания. Авторы считают приятным долгом отметить, что в книге использованы многие резуль­таты, принадлежащие их коллегам из Института радиотех­ники и электроники АН СССР, в частности Е. Н. Базаро­ву, Г. А. Васневой, Б. А. Гайгерову, JI. В. Левкину и Е. И. Сверчкову.

Понимая, что книга не свободна от недостатков, заранее благодарны за любые замечания, которые помогут их уст­ранению.

Май 1967 года

Авторы

ВВЕДЕНИЕ

Определение частоты стало наиболее точным измеритель­ным процессом. Поэтому все шире проявляется тенденция сведения измерений самых разнообразных физических ве­личин к измерению частоты. Это в свою очередь предъявля­ет все более жесткие требования к точности, надежности и удобству измерения частоты и превращает этот процесс в одну из наиболее актуальных физических и технических задач. С этой проблемой тесно связаны точные измерения промежутков времени и разности фаз периодических про­цессов, необходимые для многих областей науки и техники. В качестве примеров областей применения точного измере­ния частоты можно привести службу времени, навигацию, исследования космоса и многие другие области науки. Основными элементами систем измерения частоты яв­ляются опорный стандарт или репер частоты и аппаратура сравнения измеряемой частоты со стандартом или репером. Стандарт или репер частоты являются также основой си­стем измерения времени и разности фаз.

Естественно, что наиболее строгие требования предъяв­ляются к эталону частоты (времени). Однако во многих практических случаях необходимая точность стала столь высркой, что требования к вторичным эталонам, стандар­там и реперам частоты не отличаются от требований, предъ­являемых к эталону. Различие между ними в существенной мере относится не к техническим характеристикам, а опре­деляется принятой метрологической иерархией. При этом во многих случаях от задающих генераторов ряда измери­тельных систем требуются выходные сигналы с более чис­тым спектром, чем это нужно для эталона частоты (време­ни). Такое, казалось бы, парадоксальное положение воз­никает вследствие того, что служба времени допускает применение длительного усреднения, ведущего к сущест­

6

ВВЕДЕНИЕ

венному очищению спектра сигнала, но неприменимого в других системах.

Создание и усовершенствование квантовых стандартов и реперов частоты привело к тому, что они все шире внед­ряются в разнообразные службы и системы, начиная от национальных эталонов частоты (времени) и кончая обыч­ными лабораторными системами. В настоящее время име­ется целый ряд квантовых систем, могущих служить ос­новой эталонов, стандартов и реперов частоты. Их обычно' подразделяют на два класса. К первому относятся актив­ные системы — квантовые генераторы, а именно молеку­лярный генератор на пучке молекул аммиака или других молекул, атомный генератор на пучке атомов водорода и еще\*~недостаточно изученный генератор с оптической на­качкой паров рубидия. Ко второму классу относятся пас­сивные системы, в которых спектральная линия использу­ется как дискриминатор при измерении или при под­стройке частоты вспомогательного кварцевого генера­тора. К этому классу принадлежат атомнолучевой стан­дарт с пучком атомов цезия, стандарт частоты с парами рубидия и оптической накачкой, а также находящийся в стадии разработки атомнолучевой стандарт с пучком атомов таллия.

Технические характеристики этих приборов весьма раз­личны. Существенно различаются также встречающиеся в литературе многочисленные определения точности и ста­бильности стандартов частоты. Почти при каждой модифи­кации эксперимента вводится новое определение, причем иногда оно дается недостаточно четко, а в некоторых рабо­тах определения не поддаются однозначному толкованию. Некоторые из определений, принятых в литературе, отра­жают действительные различия в свойствах приборов, дру­гие отличаются лишь формой, в сущности повторяя друг друга. В ряде случаев различные авторы вкладывают в один и тот же термин неодинаковое содержание, опре­деляемое методикой эксперимента. Приведем здесь основ­ные определения, которые применяются в книге \*).

\*) Эти определения относятся к квантовым эталонам, стандартам и реперам, различающимся между собой не столько характеристиками, сколько назначением и местом в метрологической иерархии.

ВВЕДЕНИЕ

7

Эталон частоты — это мера частоты, хранящая и вос­производящая единицу частоты — герц с наибольшей дос­тижимой в данное время точностью.

Эталоном частоты (времени) служит совокупность при­боров, предназначенная для физического определения из­бранного значения частоты, для выработки сигналов еди­ницы частоты (герца) и единицы времени (секунды), для сличения их с астрономическими определениями секунды и для сличения с ними сигналов, даваемых вторичными эта­лонами или стандартами частоты (времени).

Вторичным эталоном частоты (времени) является сово­купность приборов, по классу точности и метрологическим возможностям приближающаяся к эталону, но подлежа­щая калибровке по эталону.

Стандартом частоты называется прибор, по классу точности приближающийся к эталону или обеспечивающий выдачу более или менее широкого набора выходных частот и снабженный устройством для сравнения частот исследуе­мых для измеряемых сигналов с частотой, даваемой стан­дартом.

Репером частоты называется совокупность приборов, по­зволяющая наблюдать избранную спектральную линию, не внося в нее существенных возмущений, и с высокой точ- ностыб'хравнивать с фиксируемою ею частотой частоту внешних сигналов.

Из приведенных определений следует, что в основе лю­бого из перечисленных приборов может лежать как актив­ная, так и пассивная система, опирающаяся на надлежа­щим образом выбранную наблюдаемую спектральную линию.

Приведем теперь важнейшие характеристики, определя ющие качество квантовых эталонов, стандартов и реперов частоты (времени).

Стабильность — это способность сохранять выбранное значение частоты неизменным в течение произвольного времени. Стабильность характеризуется средним квадратич­ным значением изменения частоты за определенный про­межуток времени. Следует учитывать, что количественная оценка стабильности данного устройства может значительно изменяться в зависимости от времени усреднения. При измерении стабильности обычно фиксируют изменения

8

ВВЕДЕНИЕ

разности частот двух идентичных или близких по ка­честву устройств. Поэтому указанную характеристику обыч­но называют относительной стабильностью частоты.

Иногда удобнее выбирать в качестве характеристики прибора нестабильность частоты, являющуюся обратной мерой стабильности частоты.

Нестабильность частоты характеризует случайные изме­нения частоты. Численно нестабильность выражается величиной дисперсии частоты за рассматриваемый проме­жуток времени.

Каждый частотный репер или выходной сигнал стандар­та частоты характеризуется действительным значением час­тоты, определяемым из сравнения с эталоном или прибо­ром более высокого класса точности.

Разность между действительным значением частоты и ее номинальным значением (т. е. значением, указываемым для данного устройства при нормальных условиях работы) называется погрешностью частоты. Во многих случаях удобно вводить относительную погрешность частоты, т. е. отношение погрешности частоты к ее номинальному зна­чению. Величина, обратная погрешности частоты, называ­ется точностью частоты. Она характеризует достоверность номинального значения частоты. Точность воспроизведе­ния, или воспроизводимость, частоты характеризует дос­товерность действительного значения частоты и является величиной, обратной нестабильности воспроизводимой час­тоты. Эта величина характеризует повторяемость частоты при многократных включениях устройства.

Как видно из изложенного, приведенные характеристи­ки не дают возможности оценить качество самого эталона частоты (времени). Слова «с наибольшей достижимой в данное время точностью», входящие в определение эталона, не могут заменить такой оценки. Для оценки качества эта­лона частоты может служить специальный параметр — вер­ность частоты.

Верность частоты — характеристика, определяемая из исследований свойств самого эталона и показывающая точ­ность, с которой система приборов, образующая эталон, оп­ределяет избранное значение единицы частоты.

Все существующие квантовые стандарты частоты'опи­раются на спектральные линии атомов и молекул, распо­

ВВЕДЕНИЕ

9

ложенные в сантиметровом и дециметровом диапазонах волн. Большинство систем, требующих применения высо­костабильных частот, работает в более длинноволновых диапазонах. Поэтому в каждом квантовом стандарте часто­ты можно выделить два основных блока. Один из них слу­жит для наблюдения спектральной линии. Он, по-существу, и является квантовым репером частоты. Второй из них слу­жит для преобразования частоты, определяемой репером, в радиодиапазон или в другой частотный диапазон.

К^к сказано выше, репер частоты может быть активным, т. е. генерировать колебания на частоте, определяемой спектральной линией, или пассивным, когда спектральная линия служит основой дискриминатора в схеме автомати­ческой подстройки частоты. Во втором случае зачастую невозможно четко разделить систему на репер и схему преобразования, ибо из конструктивных соображений ра­диосхема одновременно служит и для наблюдения спект­ральной линии и для преобразования частоты. Казалось бы, для преобразования сигналов активных квантовых стандартов частоты проще всего применить систему дели­телей частоты. Однако для существующих делителей час­тоты СВЧ-диапазона порог режима деления частоты зна­чительно выше мощности сигналов активных квантовых стандартов частоты. Поэтому практическое применение нашли более сложные схемы преобразования, включающие вспомогательный высокостабильный кварцевый генератор и систему фазовой автоподстройки этого генератора по квантовому стандарту частоты. В пассивных квантовых стандартах частоты тоже применяются вспомогательные высокостабильные кварцевые генераторы, управляемые схемами автоматической подстройки частоты по квантово­му реперу.

Первая часть книги посвящена изложению физических основ и теории квантовых стандартов частоты, включая вопросы их стабильности.

Вторая часть посвящена конструкции квантовых стан­дартов частоты, а также методам расчета основных узлов.

Третья часть посвящена радиосхемам квантовых стан­дартов частоты и методам их исследования.

*Глава I*

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ

§ 1. Энергетические уровни кеянтовых систем и их населенности

1. В квантовых стандартах частоты используется тот фундаментальный факт, что внутренняя энергия атомов и молекул может принимать ряд дискретных значений, спе­цифических для каждого типа атомов или молекул. Сово­купность этих значений, называемых энергетическими уров­нями или энергетическими состояниями, представляет весьма полную характеристику атома или молекулы — энер­гетический спектр или просто спектр атома или моле­кулы \*). Переходы между энергетическими уровнями подчиняются закону сохранения энергии. Вначале огра­ничимся рассмотрением переходов, сопровождающихся только поглощением или испусканием одного фотона (кван­та электромагнитной энергии), частота которого v опреде­ляется соотношением



здесь Ег и £2 — энергия начального и конечного состоя­ния, ah — постоянная Планка. В дальнейшем нас будут интересовать также процессы, сопровождающиеся обменом энергии между атомом или молекулой и внешними телами, но не сопровождающиеся испусканием или поглощением фотонов (безызлучательные переходы), или же более слож­ные процессы, в которых участвует несколько фотонов или же фотоны и фононы и т. п.

\*) Мы не будем здесь говорить о непрерывном спектре, обусловлен­ном, например, ионизацией, так как эта часть спектра не играет роли в процессах, рассматриваемых в нашей книге.

§ l] ЭНЕ^ГЕ'ГИЧЕСКМЁ уровни КВАНТОВЫХ СИСТЕМ И

Реальная физическая система не может быть абсолютно изолированной от окружающего мира. Она непременно участвует в разнообразных взаимодействиях с окружаю­щей средой, и эти взаимодействия оказывают соответству­ющее влияние на ее энергетический спектр. В результате энергетический спектр реальной системы отображает не только ее специфическое внутреннее строение, но и харак­теризует ее взаимодействие с окружающей средой. Поэтому для использования атомов и молекул в качестве основы системы измерения физических величин нужно самым тща­тельным образом изолировать их^от внешних воздействий и обеспечить предельнее постоянство тех воздействий, ко­торые не поддаются устранению.

Необходимо, однако, иметь в виду, что полностью изо­лировать физическую систему принципиально невозможно. Этот факт имеет как физическую, так и методологическую основу. Дело в том, что пустое пространство — физичес­кий вакуум, — свободное от каких-либо частиц вещества, не может быть полностью освобождено от полей. Теория предсказала и эксперимент однозначно подтвердил, что вакуум всегда содержит так называемые нулевые колеба­ния электрического поля или нулевые колебания вакуума, воздействием которых на уединенный атом нельзя прене­брегать. Второй неустранимой причиной, мешающей полной изоляции микросистемы, является существенная роль измерения, которое по необходимости является процес­сом взаимодействия изучаемого микрообъекта и измери­тельного прибора, так что при измерениях объектов микромира результаты единичного измерения связаны с предсказаниями теории только статистически.

Однако помимо этих принципиальных ограничений в области квантовых стандартов частоты приходится счи­таться с практическими обстоятельствами, приводящими к значительным возмущениям спектров используемых атомов и молекул. Прежде всего, необходимо учесть, что неизбеж­ные флуктуации в измерительной системе заставляют про­водить измерения свойств не единичного атома или моле­кулы, а целого ансамбля, состоящего из весьма большого количества одинаковых частиц. Не менее существенно и то, что взаимодействие микрочастицы с измерительным прибором не может продолжаться сколь угодно долго, а

12 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

это неизбежно приводит к разбросу в результатах измере­ния таких величин, как энергия, погрешность измерения которой АЕ связана с длительностью измерения A t соот­ношением неопределенностей Гейзенберга:

АЕ At > h. (1,2)

Это соотношение в свою очередь приводит к неопределен­ности в измерении частоты, связанной с энергией соотноше­нием (1,1). В результате погрешность измерения частоты, осуществляемого за время At, не может быть меньшей чем

При построении квантовых стандартов частоты, от которых требуется достижение наивысшей точности, следует пре­дельно уменьшать все воздействия на применяемые атомы и молекулы с тем, чтобы значения измеряемых частот оп­ределялись в основном самими микрочастицами, а все внеш­ние воздействия, в том числе и влияние процесса измерения, были минимальны. Это значит, что все погрешности часто­ты Av, вызванные неустраненными воздействиями и усло­виями измерения, должны быть малы по сравнению с из­меряемой частотой:

Av<^ v.

Если это требование соблюдено, то изучение процессов, происходящих в квантовых системах, существенно упроща­ется. В основу такого анализа могут быть положены идеа­лизированные спектры изолированных атомов и молекул, а все взаимодействия и внешние влияния могут рассмат­риваться в теории как малые возмущения. Основываясь на вышесказанном, начнем с рассмотрения энергетического спектра изолированного атома водорода.

1. Атом водорода является простейшей атомной систе­мой, для которой в силу ее простоты энергетический спектр может быть рассчитан полностью. Это весьма важно, так как атомы водорода применяются в качестве (активного вещества в квантовом генераторе, при помощи которого достигнута наивысшая в настоящее время стабильность

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

13

частоты электромагнитных колебаний. Такой генератор с относительной погрешностью частоты не более 10~13 будет подробно описан в § 7. Рассмотрим вкратце структуру энер­гетического спектра атома водорода.

Для описания атома водорода в первом приближении достаточно учесть, что его электрон движется в кулонов- ском поле ядра. При этом атом описывается волновым урав­нением Шредингера:

V\*Y+^f(E-V)T = *0*, (1,4)

тМ

где тг — ~ приведенная масса атома, т — масса

электрона, М — масса протона, Е—полная энергия

е2

атома, V = — потенциальная энергия, е — заряд

h

протона или электрона, U = . Волновые функции,

являющиеся решениями уравнения (1,4), полностью ха­рактеризуют в рамках принятого приближения возмож­ные стационарные состояния атома водорода. В курсах квантовой механики [1] показано, что эти функции обра­зуют систему, определяемую тремя параметрами, кото­рые обычно обозначаются буквами я, /, т. 'Здесь п — любое целое число, называемое главным кван­товым числом. Каждому значению п соответствует одно из п возможных значений числа / = 0, 1, 2,..., (п — 1). Каждому значению / в свою очередь соответствует 21 + 1 значение числа т = О, ±1, +2,..., ± /. Числа / и т характеризуют соответственно момент количества движе­ния электрона и проекцию этого момента на некоторое произвольное направление в пространстве. Однако реше­ния щ уравнения (1,4) существуют не при произвольных значениях внутренней энергии атома Е, а только при зна­чениях, определяемых условием

tnrel 1.

Это значит, что внутренняя энергия атома водорода может принимать только дискретный ряд значений, причем усло­вие (1,5) связывает возможные значения внутренней энер­гии атома водорода только с главным квантовым числом п.

14

ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ

[ГЛ. I

Таким образом, хотя состояние атома водорода определя­ется значениями трех сохраняющихся величин: энергии, момента и проекции момента — и описывается тремя кван­товыми числами: п, /, т, его энергетический спектр не за­висит от I, т. Независимость внутренней энергии от зна­чения какого-нибудь квантового числа называется вырож­дением. Вырождение по т обусловлено тем, что, пока на атом водорода не действуют внешние поля, все направле­ния в пространстве для него равноправны \*). Независи­мость энергии от величины момента / является «случайной», так как она определяется специфическим видом кулонов- ского потенциала. В других центрально-симметричных полях это неверно, и при отклонении поля от сферически- симметричного кулоновского вырождение по / снимается. В связи с тем, что каждому значению п соответствует п значений /, а каждому / соответствует 2/+ 1 значений т, полная кратность вырождения уровня Еп равна

Комбинируя условие (1,5) и условие частот Бора (1,1), по лучаем выражение для частот спектральных линий атомов водорода (рис. 1,1 и 1,2):

1. Следует иметь в виду, что спектр водорода, наблю­даемый экспериментально в оптическом диапазоне волн- описывается формулой (1,6) не вполне точно. Фактически каждая из наблюдаемых спектральных линий оказывается состоящей из двух и более отдельных близко расположен­ных линий. Это свидетельствует о том, что уравнение (1,4) учитывает не все факторы, оказывающие сущест­венное влияние на движение электрона в атоме водорода.

Уравнение, описывающее атом водорода более точно, было получено Дираком. Оно учи.ывает зависимость мас­сы электрона от его скорости и более правильно описывает

\*) Это справедливо для всех систем, обладающих центральной сим­метрией.

П—1

2 (21 + 1) = п\



(1.6)

Рис. 1,1. Спектр атома водорода.

-Г“

tv> —г~

Ni

Т“

Оо

«С) —Г“

—гг

Серия Удумана

***/215,68***

tUSSQfS

972,54

***Серия Вальмера***

%

i

I

§

♦St

ЧГ

h—'

Ci, •\*-'Ла^

f f^= -6562,79 -

-mi*,33* -

-4340,47  
-4101,74  
-3970,07  
-3889,05  
-3835,39

3797,90-

\—3770,63

***Серия***

***Ротца-***

***Ношена***

'18751,1

12818,1

tom

i

*Ш/1 \Щи-\* ***7,40/£\****

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

1(3 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

поведение электрона во внешнем электромагнитном поле. Результаты, даваемые уравнением Дирака, хорошо совпа­дают с опытом. Небольшие отклонения были выявлены

*М*

912

1200

1500

2000

3000

4000

5000

6000

8000

10000

20000

II

Л

I

I

§

Н

'У

1

!

I

tsr

Ча-

II

С5

\*

л

1

I

I

м

ЦС/*1*~Г

109678

90000

80000

70000

60000

50Q00

40000

*30000*

20000

10000

О

Рис. **1,2.** Серии в спектре водорода.

лишь сравнительно недавно в результате применения но­вых высокочувствительных методов радиоспектроскопии [2]. Об этих отклонениях будет коротко сказано ниже. Из

§ 1] ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ 17

уравнения Дирака следует, что электрон обладает собст­венным магнитным моментом и собственным моментом количества движения s, не связанным с его орбитальным движением. Существование собственного механического момента электрона, названного спином электрона или про­сто спином, было ранее постулировано Юленбеком и Гауд- смитом именно для объяснения тонкой структуры спектра водорода. Наличие спина электрона приводит к тому, что в вычисления входит уже не момент орбитального движе­ния электрона /, а его полный момент

j— I + 5 >

представляющий векторную сумму орбитального момента и спина. Спин электрона s = V2, поэтому абсолютная ве­личина / может принимать значения j=\l dr1/^^

Из уравнения Дирака следует, что каждая компонента энергетического спектра (1,5), кроме основного уровня п = 1, 1 = 0, распадается на две компоненты, отстоящие от соответствующего значения (1,5) на величину

др \_ тге& [3 1)1 „2 D f 3 1 ) 1

2Й4с2 4п . 1 \ п? ~ а К 4« 1 1 п? ’

I У + 2 J ( + 2 J

(1,7)

е2 1

где а = -^г ~ {ЗУ — постоянная тонкой структуры,

те4 тг^

^ постоянная Ридберга\*). Формула (1,7),

в которую I не входит явно, показывает, что для всех уровней, отличающихся только значением квантового чи­сла /, компоненты тонкой структуры при одинаковых п, j совйадают. Из этой же формулы видно, что расщепление быстро уменьшается при увеличении п.

1. В дальнейшем нам часто придется иметь дело с энер­гетическими уровнями и спектральными линиями атомов и молекул. Поэтому следует освоиться с их классификацией. Удобнее всего при этом начать с классификации

\*) ВвеДение постоянной Ридберга в (1,7) ведет к ошибке ~ 2000

тМ j пг , т 1

"V = ,7T+M~"4‘- м )■ Для лт-ш •

18

ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ

[ГЛ. I

энергетических уровней (их называют также спектраль­ными термами или просто термами) атома водорода. Как мы уже знаем, величина энергии данного уровня определяется в основном квантовым числом п, принимающим целочислен­ные значения. В спектроскопии принято обозначать со­стояния атома водорода, соответствующие различным зна­чениям числа I — О, 1, 2, 3, 4, 5, соответственно пропис­ными буквами латинского алфавита 5, Р, D, F,... Выбор этих букв связан со старой классификацией, в которой серии линий разделялись по своему виду и яркости на резкие (Sharp), главные (Principal), диффузные (Diffuse); да­лее буквы следуют по алфавиту \*). Перед буквой, соответ­ствующей величине / данного состояния, помещается чис­ленное значение главного квантового числа п. В соответ­ствии с этим состояние с п = 1, 1 = 0 обозначается 15, состояние с п = 2, 1 = 2 обозначается 2D и т. д. Для характеристики тонкой структуры данного уровня слева сверху обозначающей его буквы помещают число, показы­вающее, насколько компонент тонкой структуры расщеплен этот уровень. Соответствующее число называется мульти- плетностью. Оно определяется суммарным моментом элект­ронной оболочки атома и равно 25 + 1 \*\*). Для атома во­дорода, имеющего только один электрон, момент оболочки равен 1/2, а мультиплетность равна 2. Далее, для харак­теристики каждого уровня тонкой структуры справа снизу от буквенного индекса помещается число, обозначаю­щее значение полного момента/; для водорода это j= | /Чк г/гi- Получающаяся при этом классификация термов атома во­дорода приведена в таблице 1,1.

Заметим для дальнейшего, что структура спектральных термов щелочных атомов и ионов, имеющих на внешней обо­лочке по одному электрону, определяется энергией этого электрона в центрально-симметричном поле, образованном

\*) Отметим, что при классификации состояний электронов в много­электронных атомах применяется аналогичная система, но вместо про­писных букв латинского алфавита применяются соответствующие строч­ные буквы, а прописные буквы сохраняются для обозначения термов атома. Для атома водорода обе классификации эквивалентны.

\*\*) Обычно символ спинового момента S не встречается вместе с символом S классификации термов, который к тому же всегда сопро­вождается индексами, так что это совпадение не приводит к путанице.

§ ll ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ 19

**Таблица 1,1**

|  |  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| п | 1 | i | Терм | tl | 1 | j | Терм |
| 1 | 0 | 72 | 12S,, |  | 0 |  |  |
| 2 | 0 | V, | 2 2SV | 3 | 1 | Vs | заА/, |
|  | 1 | Va | 2 ар1л |  |  | 3/2 | 3 2PV) |
|  |  | 3Л | 22Р:,д |  | 2 | 3/2 | 32D3/ |
|  |  |  |  |  |  | 5/з | щ. |

*^3/2*

***0,365см'***

*-2%/г*

*'*22*pi*,2

ядром и остальными электронами, и аналогична структуре  
термов атома водорода. В связи с этим классификация, при-  
веденная в таблице 1,1, пригодна для всех водородоподоб-  
ных атомов.

1. Вычисление по формуле (1,7) дает для расщепления  
   между уровнями атома водорода 2 \*Р\*>Ч и 2 2Руг величину
2. 365 см~г, что соот-  
   ветствует трехсанти-  
   метровому диапазону  
   (10 950 Мгц) (рис.

1,3). Однако точные  
измерения частоты пе-  
реходов между этими  
уровнями, выполнен-  
ные методами радио-  
спектроскопии атом-  
ных пучков, привели к

обнаружению существенных отклонений от теории Дирака  
(лэмбовский сдвиг, аномальный магнитный момент элект-  
рода). Изучение причин таких отклонений потребовало бо-  
лее точного учета взаимодействия микрочастиц с электро-  
магнитным полем и привело к созданию современной кван-  
товой электродинамики.

При описании энергетического спектра атома водорода мы до сих пор не учитывали, что его ядро — протон — обладает спийом и магнитным моментом. Однако взаимо­действие магнитного момента протона с магнитным полем, создаваемым электроном в области ядра, вносит некоторый, хотя и небольшой, вклад в энергетический спектр атома. Этот вклад Тоже приводит к расщеплениям и сдвигам

Рис. **1,3.** Тонкая структура уровня **п** атома водорода.

20

ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ

1ГЛ. I

спектральных линий. Величина их обычно меньше расщепле­ний, соответствующих тонкой структуре спектра, и поэтому усложнение спектра, вызванное некулонсвским взаимодей­ствием ядра и электронов, получило название сверхтонкой структуры \*). Однако в некоторых случаях, например для атома водорода, расщепление сверхтонкой структуры ока­зывается по величине соизмеримым с расщеплением тонкой структуры. Сверхтонкая структура атомных спектров пред­ставляет для нас особый интерес, ибо водородный генератор работает именно на переходе между двумя уровнями сверх­тонкой структуры. Переходы между уровнями сверхтонкой структуры используются также в стандартах частоты, ра­ботающих на пучках атомов цезия (см. § 9) и в стандартах частоты с оптической накачкой (см. § 8). Поэтому сверхтон­кая структура атомных спектров должна быть рассмотрена несколько подробнее. При этом будет использован метод соответствия, опирающийся на классическую электродина­мику.

Если принять, что магнитный момент ядра {i7 является точечным диполем \*\*), а магнитное поле, образуемое элект­ронами в месте расположения ядра, есть Н (0), то энергия их взаимодействия описывается формулой:

V = — {^Н (0)} = - ц7Я (0) cos {^Я (0)}. (1,8)

Величина магнитного момента ядра определяется собствен­ными спиновыми магнитными моментами ядерных частиц (нуклонов) и их орбитальными моментами, характеризую­щими движения нуклонов внутри ядра:

eft til ’

И/ — 3/ 2м~I = б/Н-я = 9/М-вЛ (1,9)

\*) Следует иметь в виду, что электрический заряд многих ядер не симметричен в пространстве, что приводит к появлению в таких ядрах электрического квадрупольного момента. Взаимодействие квадруполь- ного момента ядра с электронной оболочкой тоже приводит к появлению сверхтонкой структуры, но мы не будем ее здесь рассматривать, так как квадрупольная сверхтонкая структура обычно меньше магнитной сверхтонкой структуры (квадрупольный момент ядра водорода равен нулю, и квадрупольная структура отсутствует).

\*\*) Учет пространственного распределения магнитного момента по объему ядра не влечет за собой качественных изменений, а приводит лишь к небольшим числовым поправкам.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

21

здесь $ есть ^-фактор, учитывающий структуру ядра;

= — Й/’. Мв = ~2iZ П — магнетон Бора, pk

**2** тг

И — ядерный магнетон, I — спин ядра, т и тр —

массы электрона и протона. Дополнительная энергия терма получается усреднением энергии взаимодействия

1. по времени, так как из-за движения электронов в атоме величина магнитного поля Н (0) меняется:

АЕ = — ц7Я(б)cos (ft/tf (0)}; (1,10)

здесь Н (0)— среднее по времени значение Н (0). Для оп­ределения значения cos {{л7Я (0)} следует учитывать, что в интересующем нас случае (один электрон в атоме во­дорода или один валентный электрон щелочных атомов),

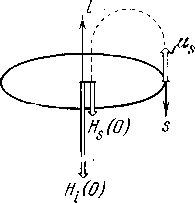
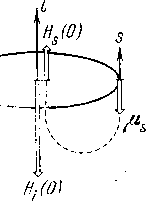


Рис. 1,4. Образование магнитного поля **Н** (0) в месте расположения ядра за счет сложения орбитального и спи­нового магнитных моментов электрона.

вследствие отрицательного заряда электрона, создаваемое им в центре ядра поле Н (0) направлено антипараллельно его орбитальному моменту /. Собственный магнитный момент электрона fxs, как изображено на рис. 1,4, уменьшает или увеличивает магнитное поле в центре ядра в зависимости от того, параллелен или антипараллелен спин электрона 5 его орбитальному моменту.

В случае водорода спиновый магнитный момент элект­рона всегда (за исключением s-состояния) меньше его орби­тального момента, так что Н (0) и j всегда антипараллельны, Антипараллельность Н (0) и j сохраняется и в s-состоянии,

2й ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. 1

когда орбитальный момент равен нулю. Это же спра­ведливо и для полного момента щелочных атомов J. Для протона и других ядер с положительным ^-фактором (в том числе для всех устойчивых изотопов щелочных атомов) магнитный момент ядра [а7 параллелен его спину /. Таким образом, в интересующих нас случаях антипараллельных Н (0) и J и параллельных и / имеем

COS {[!/# (0)} = — cos {IJ),

так что

— — (i/Я(0)cos 0)} = ДЕи = AIJ cos(IJ)\ (1,11)

здесь постоянная

А

\i,H (0) \ikQjH (0)

и

j

В результате взаимодействия магнитного момента ядра и  
результирующего магнитного поля элек-

тронов векторы момента ядра / и полно-  
го электронного момента J прецессируют  
вокруг их общего равнодействующего  
вектора F, равного их векторной сумме.  
Поэтому величину cos (/ J) можно в со-  
ответствии со схемой рис. 1,5 определить  
из треугольника:

/г • FZ — P — Л п  
cos (IJ)= 277 • (1)12)

Результат, даваемый точным квантовоме-  
ханическим расчетом, можно получить  
также из (1,12), подставляя вместо Т72,  
/2, У2 соответственно F (F + 1), I (/ + 1),  
«/(«/+ 1), причем F может принимать

= / J, I + / — 1, \* • •, |

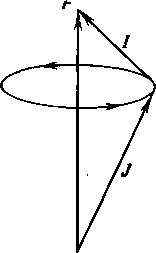


Рис. 1,5. Сложение векторов / и **J.**

лишь значения F  
В этом случае

А

A EfJ = f[F{F

J

!)-/(/ + + 1)1- (1,13)

Отсюда видно (см. определение множителя А в (1,11)), что расщепление магнитной сверхтонкой структуры пропор­ционально величине Н (0), но меняется от терма к терму.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

23

тонкой структуры с квантовым

—I

г1

***'*** F~l+

Оно имеет наибольшее значение для атомов, обладающих  
близкими к ядру неспаренными электронами (водород, ли-  
тий ит. п.), и близко к нулю для атомов, имеющих запол-  
ненные электронные оболочки.

Для вычисления энергии терма сверхтонкой структуры  
достаточно прибавить (1,13) к энергии соответствующего  
терма тонкой структуры \*):

Ef =Ej +4^-[Р (F + 1) — / (/ + — + 1)1. (1,14)

Таким образом, терм  
числом J расщепляется  
в мультиплет сверхтон-  
кой структуры, содер-  
жащий столько уров-  
ней, сколько имеется  
возможных взаимных  
ориентаций векторов /  
и J. Это число равно  
2/ + 1 при / > / и  
2J + 1 при / > /. Для  
уровней с J = V2 и  
I > 1/2 получаются дуб-  
леты сверхтонкой струк-

туры с F = I -]—к- и F = I

j(M)

Рис. **1,6.** Схема сверхтонкой структуры для терма тонкой структуры с **J —** V2 и / >0.

А Е,

= А

1

ту (рис. 1,6), с расщеплением

2/-И

2

(1,15)

частота соответствующих переходов равна

v = i. (1,16)

6. В связи с тем, что в квантовых стандартах частоты переходы между уровнями сверхтонкой структуры всегда наблюдаются в присутствии внешнего магнитного поля, не­обходимо знать влияние этого поля на частоту соответству­ющих переходов. Несмотря на то, что указанные внешние поля во всех интересующих нас случаях невелики (доли

\*) Напомним, что здесь учитывается только энергия магнитного взаи\* модействия, а энергия квадрупольного взаимодействия ядра с элек­тронной оболочкой не учтена.

24 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

эрстеда), мы не можем пренебрегать их влиянием. Причи­ной этого являются предельно высокие требования к точ­ности определения частоты, при которых предположения, делаемые обычно для случая малого магнитного поля, ока­зываются несправедливыми. Внешнее магнитное поле Н0 расщепляет все уровни сверхтонкой структуры, за ис­ключением уровней F = 0, на подуровни, называемые зе- емановскими компонентами. Формулу для определения расщепления уровня 25i/, в поле Н0 получили Брайт и Ра- би. Она имеет вид

= -ЩГТТ) ~*±4°V*1 + WTi х + \*2>

(1.17)

где

6£0 = 4(г/ + 1)

совпадает с (1,15),

v \_ — 9/ jj

~ 8£0 °’

При m = 0

Д E 5» 6E0 + hM = 6 E„ + aHl. (1,18)

Все зеемановские подуровни сверхтонкой структуры, оп­ределяемые формулой (1,17), в тех случаях, когда в ней перед корнем стоит знак плюс, при Н0 0 сливаются в

1

уровень сверхтонкой структуры F — I + . Если перед

корнем в (1,17), стоит знак минус, то соответствующие зе­емановские подуровни переходят в уровень сверхтонкой

структуры с F = I—- (см. рис. 1,6).

Зависимость энергии уровней сверхтонкой структуры водорода / == V2, J — 7а от внешнего магнитного поля изображена на рис. 1,7. Та же зависимость для цезия I = 7/а, J = 72 изображена на рис. 1,8. Начальное расщепление уровней F = О, F = 1 для водорода и F = 3, F — 4 для цезия равно соответственно 1420 405 751,786 + 0,0046 и 9 192 631 770,0 гц. Из этих рисунков видно, что уров­



ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

25

ни с т = 0 в малых магнитных полях слабо зависят от  
напряженности внешнего магнитного поля. Поэтому в  
квантовых стандартах частоты применяются именно пере-  
ходы между этими уровнями (0—0-переходы).

Закончив этим^ краткий обзор энергетических спектров  
атомов, перейдем к столь же краткому ознакомлению с энер-  
гетическими спектрами моле-

кул. При этом ограничимся  
лишь теми особенностями  
энергетических спектров моле-  
кул, которые существенны для  
квантовых стандартов частоты.

На первом этапе, когда для  
стабилизации частоты приме-  
нялся спектр поглощения ам-  
миака, казалось, что и другие  
молекулы найдут аналогичное  
применение в различных ча-  
стотных диапазонах. Однако  
после изобретения молекуляр-  
ного генератора с его выдаю-  
щейся монохроматичностью и  
точностью стало ясно, что ис-  
пользование спектров погло-  
щения молекул в стандартах  
частоты нецелесообразно. По-  
этому теперь исследования  
спектров поглощения в радио-

диапазоне, как и в оптическом диапазоне, проводятся, как  
правило, с целью изучения структуры молекул, измерения  
внутримолекулярных полей, измерения ядерных постоян-  
ных и т.п.

В настоящее время, помимо ставшего классическим мо­лекулярного генератора на пучке молекул аммиака, изве­стны генераторы на пучках молекул синильной кислоты, формальдегида, воды и некоторых других молекул.

В молекулярных генераторах используются линейные молекулы, молекулы типа симметричного волчка и плоского асимметричного волчка. Все применяемые в квантовых стандартах частоты молекулы обладают электрическим дипольным моментом, причем изменения их внутренней

/

О

-1

~2

|  |  |
| --- | --- |
| 1=1/2 |  |
| 1 | \ 1 |
|  | 2,0 3,0  . X |
|  |
|  |
|  |  |

Рис. **1,7.** Зависимость ©нергии зеемановских компонент дублета сверхтонкой структуры спектра атома водорода от напряженно­сти магнитного поля.

ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

энергии под влиянием внешнего электрического поля различ-  
ны для разных энергетических состояний молекул. Это  
означает, что указанные молекулы поддаются сортировке  
во внешнем электрическом поле.

1. Нашей ближайшей задачей является ознакомление  
   с теми особенностями спектров молекул, которые позво-

ляют применять их в  
молекулярных гене-  
раторах. Молекула по  
сравнению с атомом  
является значительно  
более сложной дина-  
мической системой. Ре-  
шение точных уравне-  
ний, учитывающих од-  
новременно все взаи-  
модействия внутри  
молекулы, невозмож-  
но. Однако вследствие  
того, что электроны  
много легче ядер, они  
движутся во внутри-  
молекулярных полях  
гораздо быстрее, чем  
ядра. Поэтому, рас-  
сматривая движения  
электронов, можно  
считать ядра непод-  
вижными, а изучая  
движения ядер, мож-  
но применять усредне-

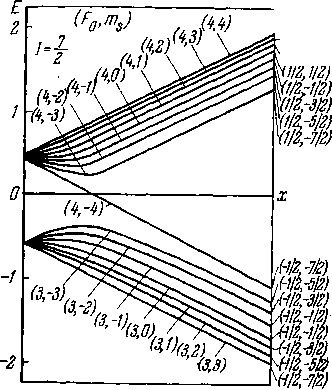
ние по движениям электронов (принцип Франка — Кон-  
дона). Выражая этот же факт в терминах энергии, мож-  
но сказать, что в молекуле энергия движения электронов  
много больше энергии движения ядер. Действительно, элек-  
тронные переходы в молекулах соответствуют излучению  
или поглощению фотонов видимого и более коротковолно-  
вого света; а движение ядер приводит главным образом  
к излучению и поглощению фотонов инфракрасного диа-  
пазона волн. В свою очередь энергия вращательного дви-  
жения молекулы как целого обычно значительно меньше

(ITljylTlj)

/О/2,7/2)

(Ы)  
*(1/Ш*

Рис. 1,8. Зависимость энергии зееманов- ских компонент дублета сверхтонкой структуры спектра атома цезия Cs133 от напряженности магнитного поля.



ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

27

энергии колебаний ядер относительно центра тяжести мол?кулы.

Все это позволяет существенно упростить анализ энер­гетических спектров молекул, рассматривая вначале вра­щательные, колебательные и электронные движения неза­висимо, а затем учитывая их взаимодействие. При этом для стандартов частоты существен главным образом участок вращательных и колебательных спектров молекул, попа­дающий в диапазон сверхвысоких частот.

Вращательное движение двухатомной молекулы можно в первом приближении изучить, заменив ее моделью в виде гантели, жесткий стержень которой в следующем прибли­жении будет заменен упругой пружиной. Решение кванто­вомеханического уравнения, описывающего вращение жест­кой гантели, показывает, что ее энергия может принимать дискретный ряд значений, определяемых через значения вращательного квантового числа J:

Ej = -^rJU+ 1), (1,19)

где Cf — момент инерции, J — положительное целое число. Момент инерции для жесткой модели двухатомной молеку­лы относительно ее центра масс равен

Д/ ^1^2 Г12

J ~ Мг + М2 **’**

где Мг и М2 ■— массы атомов, г12 — межатомное расстоя­ние. Изменение J на единицу сопровождается поглощением или излучением фотона с частотой

y=llSzll„=jLrl*2*{J+\}]=*2*B(J + \), (1,\*20)

' D П

где В = — вращательная постоянная, выраженная в

герцах (или Мгц)\ в инфракрасной спектроскопии враща­тельная постоянная выражается в обратных сантиметрах:

В = • Если теперь отказаться от жесткой модели

молекул, то необходимо прежде всего учесть вклад коле­бательной энергии

Ег = /2(0, (v + ~)—кшехе (v + ; (1,21)

28

ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ

[ГЛ. I

а f 2D j-,

здесь а>е = у — , где и — энергия диссоциации,

тг — приведенная масса, а — числовой коэффициент,  
v — колебательное квантовое число, хе = ^е.\_ Подстроч-  
ный индекс е указывает на то, что соответствующая  
величина относится к равновесному состоянию моле-  
кулы. Заметим, что, даже если колебания молекулы не  
возбуждены (v — 0), она обладает конечной энергией «ну-  
левых колебаний». Очевидно, что в выражение для полной  
энергии вращающейся двухатомной молекулы должны  
войти кроме (1,19) и (1,21) члены, описывающие взаимо-  
действие вращательных и колебательных движений. Это  
взаимодействие возникает вследствие появления центро-  
бежных сил (член De в (1,22)) и изменения момента инер-  
ции за счет колебаний (член хе в (1,22)):

JV — (V + -у) — (ОеХе (у + -9\*) “Ь

*h* — е г 1 *2) е е V* 1 2

+ BeJ(J + \)-DeP(J-\y-<x,(v + ±)j(J+ 1); (1,22)

здесь Ве = равновесная вращательная постоянная,

**1** Г ХеВ1 В1

De = —^r, ае — 6 1/ -1-1—6-^.

г,12 е V со. СО,

Многоатомные молекулы, все атомы которых располо­жены на одной прямой, называются линейными. Увеличе­ние числа степеней свободы приводит к существенному ус­ложнению спектров линейных молекул по сравнению с двухатомными. По аналогии с (1,19) вращательную энер­гию линейной многоатомной молекулы можно записать в виде

■ Ej= ~ J (J + \) = hB„J (J + I), (1,23)

но во вращательную постоянную Bv (а следовательно, и в момент инерции) войдут более сложные поправки,

§ 1] ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

29

обусловленные колебаниями атомов:

Bv — Ве — ^ [vi т) — ~Ь О» (1,24)

здесь Ве — равновесное значение вращательной постоян­ной, at учитывает влияние с‘-го колебания, vL — его кванто­вое число, характеризующее возбуждение этого колебания, D0 — коэффициент центробежного возмущения. Отметим, что здесь мы не учли ангармоничности колебаний, вклад которой при малых v-t несуществен \*). В линейных моле­кулах некоторые типы колебаний имеют одинаковые час­тоты со, и коэффициенты вращательно-колебательного вза­имодействия а£. С учетом этого (1,24) можно переписать в виде

Bv = Ве—^ ' D0J (J -j- 1), (1,25)

где di — степень вырождения или число вырожденных ко­лебаний. Для невырожденных колебаний dL — 1.

Формулы (1,24) и (1,25) не учитывают одной особенно­сти линейных молекул, проявляющейся в удвоении их спектральных линий, известном под названием /-удвоения. В случае, когда молекула не вращается, ее колебания из­гиба, происходящие в двух взаимно перпендикулярных плоскостях, имеют точно совпадающие частоты. Враща­тельно-колебательные постоянные этих двух вырожденных колебаний также совпадают. Однако если молекула вра­щается, то ее изгиб в плоскости, содержащей ось вращения, не эквивалентен изгибу в перпендикулярной плоскости. Различие обусловлено тем, что в этих случаях будут разли­чаться эффективные моменты инерции. В результате та­кого колебательно-вращательного взаимодействия два вы­рожденных уровня расщепляются. Учет этой дополнитель­ной энергии приводит к следующей формуле для частот вращательного спектра линейных молекул:

v = 2Bv(J+ 1)-4D0(/+ 1)[(/+ I)2-/2], (1,26)

где I = v, и — 2, v — 4,...,— v, причем / > 11\. Форму­ла (1,26) не содержит явно величины расщепления линий,

\*) Ангармоничность возникает из-за нелинейности межатомных взаимодействий.

30 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

вызванного колебаниями изгиба. Эта величина скрыта в  
коэффициенте Bv, поэтому формула (1,26) указывает лишь  
на вырождение, связанное с наличием колебаний изгиба.

1. Следующими по сложности являются молекулы типа  
   симметричного волчка, к которым принадлежит интересу-  
   ющая нас молекула аммиака. Выберем спектр аммиака в  
   качестве конкретного примера для дальнейшего рассмотре-  
   ния энергетического спектра молекул такого типа, отмечая

его специфические особенности.  
Структура молекулы аммиака  
изображена на рис. 1,9. Ось сим-  
метрии проходит через атом азота  
и середину треугольника, обра-  
зованного атомами водорода. Так  
как частоты переходов между  
уровнями электронного и коле-  
бательного спектров расположе-  
ны соответственно в видимой и  
инфракрасной части спектра, то  
рассмотрение значительно более  
низкочастотного вращательного  
спектра аммиака можно начать  
при помощи модели жесткого  
волчка, пренебрегая влиянием

колебаний и не учитывая влияния электронного возбужде-  
ния. Вращательный спектр аммиака располагается в суб-  
миллиметровом диапазоне. Соответствующие энергетические  
уровни описываются формулой, общей для всех молекул  
типа симметричного волчка:

EJK =hBJ(J+ 1) + /г(Л-В)/(2; (1,27)

здесь А я В — вращательные постоянные, зависящие соот­ветственно от момента инерции относительно оси симмет­рии Jа и относительно перпендикулярной ей оси, прохо­дящей через центр масс Cf в:

*K =* *-J*

К— квантовое число проекции момента J на ось симметрии молекулы. Излучательные переходы во вращательных спектрах молекул типа симметричного волчка могут про­

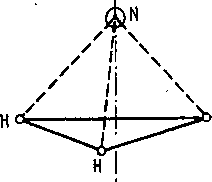


Рис. **1,9.** Структура молеку­лы аммиака.

§ ll ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

31

исходить только при Л/ = + 1 и Д/С = 0, поэтому час­тоты вращательных переходов равны

v = *2B{J+l).* (1,28)

Для аммиака В = 298 Ггц, так что самая длинная волна его вращательного спектра равна 0,5 мм.

Отбросим теперь ограничения модели жесткого волч­ка и учтем влияние колебаний атомов на враща­тельный спектр. Как уже указывалось, обычно частота колебаний атомов, в частности и в молекуле аммиака, значительно выше, чем частоты . вращений молекулы как целого. Поэтому влияние колебаний существен­но усредняется за период вращения молекулы и дает лишь весьма малые поправки. Однако существует специ­фический тип колебаний, который приводит к качествен­ному изменению вращательного спектра. Эти колебания обусловлены наличием внутримолекулярных полей, по­тенциал которых имеет два минимума или более, разделен­ных потенциальными барьерами. В случае одного потен­циального барьера такие колебания приводят к удвоению вращательных энергетических уровней, подобно тому как колебания изгиба приводят к /-удвоению вращательных спектров линейных многоатомных молекул.

В случае аммиака этот особый тип колебаний можно представить себе, считая треугольник, образованный ато­мами водорода, по-прежнему жестким и рассматривая та­кие колебания молекулы, при которых изменяется только расстояние от атома азота до середины этого треугольника, т. е. когда атом азота движется вдоль оси симметрии моле­кулы. При этих колебаниях как атом азота, так и треуголь­ник атомов водорода движутся относительно общего центра тяжести, но, связав систему координат с атомами водоро­да, можно считать, что колеблется только атом азота. При этом он движется под действием потенциала, имеющего вид симметричной кривой с двумя минимумами и с макси­мумом в середине (рис. 1,10). Когда колебательная энер­гия системы мала по сравнению с глубиной потенциальной ямы, колебательный спектр слабо отличается от спектра обычного осциллятора. Это же имеет место, когда коле­бательная энергия существенно превосходит величину потенциального барьера. Наиболее сильное отличие

32

ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ

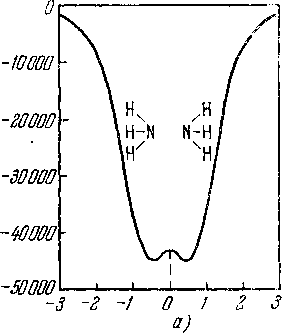
[ГЛ. I

энергетических уровней рассматриваемых колебаний от спек-  
тра осциллятора наблюдается, когда их энергия соизмерима  
с высотой потенциального барьера. Однако переходы между  
такими колебательными уровнями, как уже было отмече-

но, расположены в ин-  
фракрасной области  
спектра и не представля-  
ют для нас интереса.

Для нас существен  
чисто квантовый эффект,  
связанный с наличием  
потенциального барьера  
и приводящий к тому,  
что атом азота, обладаю-  
щий колебательной энер-  
гией меньшей, чем высо-  
та барьера, может со  
сравнительно большой  
вероятностью переходить  
из одной потенциальной  
ямы (см. рис. 1,10) в дру-  
гую. Этот процесс, явля-  
ющийся результатом  
квантового «туннельного  
эффекта», не имеет анало-  
гов в классической фи-  
зике, где для перехода  
через потенциальный  
барьер система должна  
обладать запасом энер-  
гии, превышающим высо-  
ту барьера. Здесь же атом  
азота, не обладающий  
энергией, достаточной  
для перехода через барь-

него, причем вероятность  
приближением величины



***9=36см'1***

-WOOD

-45000--—-

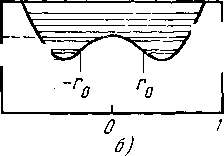
-50000

-/

Рис. **1,10.** Потенциальная кривая мо­лекулы аммиака: **а)** зависимость потен­циальной энергии от **г** — расстояния атома азота до плоскости атомов водо­рода; **б)** нижние энергетические уров­ни; уровни, расположенные ниже по­тенциального барьера, расщеплены на дублеты.

ер, как бы проникает сквозь  
такого перехода возрастает с

колебательной энергии к величине барьера. Возвращаясь  
к наглядному описанию, можно сказать, что атом азота,  
.колеблющийся около своего равновесного положения по  
одну сторону от плоскости, определяемой атомами водо-



§ 1] ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

зъ

рода, через некоторое время переходит эту плоскость [и продолжает колебания уже около второго положения рав­новесия. Такой переход называется инверсией. При этом молекула аммиака как бы переходит в свое зеркальное отображение.

Наличие инверсии приводит к тому, что колебательные уровни молекулы, расположенные ниже барьера, расщепля­ются на дублеты. Этот процесс в некотором отношении ана­логичен тому, который наблюдается при введении связи между двумя одинаковыми классическими колебательными системами (осцилляторами). Два несвязанных осциллятора, имеющих одинаковые частоты, можно формально рассмат­ривать как единую вырожденную систему, частоты обоих нормальных колебаний которой совпадают. Введение связи приводит к снятию вырождения, т. е. к тому, что нормаль­ные частоты становятся различными, причем их отличие от парциальных частот возрастает с увеличением связи. Если первоначально возбужден только один из двух свя­занных осцилляторов, то энергия колебаний будет посте­пенно передаваться второму осциллятору и перейдет в не­го полностью за время, определяемое величиной связи. Подобный процесс легко наблюдать на системе из двух оди­наковых маятников, связанных пружинкой. Продолжая эту аналогию, можно сказать, что атом азота, колеблю­щийся вокруг одного из своих положений равновесия, че­рез некоторое время может быть с конечной вероятностью обнаружен около второго положения равновесия. Эта ве­роятность станет равной единице через время, определяе­мое высотой потенциального барьера, рассматриваемым уровнем колебательной энергии и вращательным состоя­нием молекулы. Расщепление соответствующего колеба­тельного уровня обратно пропорционально времени, в те­чение которого вероятность перехода сквозь барьер стано­вится равной единице. Для аммиака в основном колебатель­ном состоянии это расщепление равно приблизительно 24 Ггц.

Влияние вращательного движения на частоту инвер­сии можно понять, не прибегая к квантовой механике. Действительно, центробежные силы, возникающие при вращении, изменяют характер потенциальной ямы, в кото­рой колеблется атом азота. При вращении вокруг оси

2 В. В. Григорьянц

34 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. 1

симметрии центробежная сила стремится сплющить молеку­лу, т. е. увеличить угол Н — N — Н. Таким образом, цент­робежные силы облегчают прохождение атома азота через потенциальный барьер, и величина инверсионного расщеп­ления увеличивается. Центробежная сила пропорциональна квадрату момента количества движения относительно оси, т. е. — /С2. Поэтому можно ожидать, что частота инверсии пропорциональна /С2. При вращении относительно оси, перпендикулярной оси симметрии и проходящей через центр масс, центробежная сила стремится удлинить моле­кулу, т. е. уменьшить угол Н — N — Н. Вследствие этого инверсионный переход затрудняется и частота инверсии уменьшается. При таком вращении квадрат момента коли­чества движения пропорционален J (J + 1)—/С2; следо­вательно, частота инверсии должна уменьшаться пропор­ционально этой величине [2]. Вращательно-колебательное взаимодействие приводит не только к изменению потен­циальной функции, определяющей колебания молекулы, и тем самым к изменению величины инверсионного расщеп ления колебательных термов, но и к соответствующему усложнению вращательных термов. Это значит, что во вращательном спектре молекулы аммиака появляются близ­корасположенные линии, каждая из которых соответствует определенному колебательному состоянию. Для нас особен­но существенно, что для молекулы аммиака поглощением или испусканием фотонов сопровождаются не только ко­лебательные и вращательные переходы, но и переходы между подуровнями инверсионного расщепления, лежащие в сантиметровом диапазоне. Частоты этих фотонов связы­вает с инверсионным расщеплением формула (1,1).

Квантовомеханический расчет инверсионного расщепле­ния весьма громоздок, и результат его зависит от выбора функции, аппроксимирующей - потенциальную энергию колебательного движения. Наилучшее известное сейчас совпадение (со средним отклонением 1,3 Мгц) для основ­ного колебательного состояния дает формула

v = 23 785,88 ехр [—6,36996- \0~Ч (У+1) +

+ 8,88986-10~\К\+ 8,6922 -10"7 J\*(J + I)2 —

— 1,7845• IQ"6 J (У + 1) К% + 5,3075• 10~7К4] Мгц. (1,29;

§ 1] ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ

35

Таблица 1,11

Частоты инверсионных переходов №4Нз

|  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Вращательное  состояние | | Частота,  Мгц | | Интенсив­ность, см~1 | Вращательное  состояние | | Частота,  Мгц | | Интенсив­  ность,  СМ”1 |
| J | К | J | К |
| 5 | 4 | 22 | 653,00 | 2,2.10-4 | 2 | 2 | 23 | 722,61 | 3,2-10~4 |
| 4 | 3 | 22 | 688,24 | 4,4-10~4 | 16 | 14 | 23 | 777,4 | 1,9\*10~7 |
| 6 | 5 | 22 | 732,45 | 1,7\*10~4 | 3 | 3 | 23 | 870,11 | 7,9-10~4 |
| 3 | 2 | 22 | 834,10 | 2,0-10“4 | 4 | 4 | 24 | 139,39 | 4,3\*10~4 |
| 7 | 6 | 22 | 924,91 | 2,9-1О-4 | 10 | 9 | 24 | 205,25 | 7,8-1О-5 |
| 15 | 13 | 23 | 004 | 4,8-10~7 | 5 | 5 | 24 | 532,94 | 4,0-10~4 |
| 2 | 1 | 23 | 098,78 | 1,1-КГ4 | 6 | 6 | 25 | 058,04 | 6,9-10~4 |
| 8 | 7 | 23 | 232,20 | 9,9-Ю^5 | 7 | 7 | 25 | 715,14 | 2,7-10~4 |
| 9 | 8 | 23 | 657,46 | 6,5.10"5 | 8 | 8 | 26 | 518,91 | 2,0-10"4 |
| 1 | 1 | 23 | 694,48 | 1,9\*1О-4 | 9 | 9 | 27 | 478,00 | 2,8-10~4 |

Формула (1,29) справедлива для J и К от 1 до 16, за исклю­чением случаев с К, кратным трем. При К = 3 частота инверсионного перехода при четном J увеличивается, а при нечетном J — уменьшается на величину

Av = 3,50.10~4J(/ + 1)[/(/ + 1) — 2]х

Х[/(/ + 1) —6 )Мгц. (1,30)

Частоты инверсионных переходов приведены в таблице 1,Пл

9- При предыдущем рассмотрении энергетических спект­ров молекул мы не учитывали зависимости вращательных спектров от свойств ядер атомов, образующих молекулу. Между тем наличие электрических квадрупольных и маг­нитных моментов ядер может наложить существенный от­печаток на спектр молекул. В атомах сверхтонкая струк­тура энергетических спектров обусловлена в основном вза­имодействием магнитного момента ядра с магнитным по­лем электронов. Влияние квадрупольного электрического момента ядра оказывается много меньшим. В молекулах, находящихся в основном состоянии, магнитные поля,

**2**'

36 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

создаваемые всей совокупностью электронов, обычно полно­стью компенсируются, давая в местах нахождения ядер ну­левые или очень малые магнитные поля. Причиной этому является компенсация спинов и орбитальных моментов элек­тронов, возникающая при соединении атомов в молекулу. Нулевое значение суммарного спина и суммарного орби­тального момента электронов в основном состоянии моле­кулы характеризуется спектроскопическим символом 120. (Систематика молекулярных термов строится аналогично систематике атомных спектров, но для обозначений состоя­ний применяются прописные греческие буквы.) Здесь 2 обозначает состояние с L = 0, единица характеризует ве­личину суммарного спина \*). В результате компенсации магнитных полей электрические квадрупольные моменты ядер начинают играть существенную роль в молекулярных спектрах, и их наличие может значительно ухудшить ста­бильность частоты молекулярных генераторов.

Мы рассмотрим некоторые свойства сверхтонкой струк­туры молекулярных спектров на примере молекулы амми­ака. В этой молекуле квадрупольным моментом обладает ядро атома азота N14. Ориентация квадрупольного момента ядра в пространстве связана с ориентацией его спина. Без учета квадрупольного момента ядра азота внутренняя энергия молекулы аммиака не зависит от ориентации спина этого ядра, т. е. соответствующие энергетические уров­ни представляются вырожденными. При взаимодействии квадрупольного момента ядра азота с электрическим полем, создаваемым в его окрестности другими зарядами моле­кулы, это вырождение снимается. Энергия такого взаимо­действия зависит от относительной ориентации квадру­польного момента ядра и электрического поля молекулы, ориентация которых в свою очередь определяется взаимной ориентацией спина ядра азота /н и результирующего мо­мента молекулы J. Эти векторы складываются в полный момент молекулы F = In + J, каждому значению которого

\*) Имеется небольшое число молекул, в которых полный спин не равен нулю. Это молекулы с нечетным числом электронов, т. е. с полу- целым спином (например, NO, N02, СЮг), или молекула Ог, в которой скомпенсированы все спины электронов, кроме двух, так что ее резуль­тирующий спин равен единице, а основное состояние является триплет- ным: 32х.

1 1] ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ 37

соответствует определенное значение внутренней энергии молекулы. Квантовое число F может принимать значения от I /n + J | до | In —У |. Это значит, что квадрупольное взаимодействие снимает (2/n+1)- или (2/+ 1)-кратное вы­рождение уровней по ориентациям спина ядра азота и мо­мента молекулы в пространстве и остается лишь вырожде­ние по Mf — ориентации в пространстве результирующего момента F. Величина квадрупольного расщепления в ме­гагерцах определяется формулой

A*Eq* = eqQ

3**С** (C + **1)-4/n(/n + 1)/(/ + 1) 8/n(2/n-1)(2/-1)(2/ + 3)**

3 К2

(1,31)

здесь eqQ — постоянная квадрупольной связи; q — вто-  
рая пространственная производная потенциала, создавае-  
мого внешними зарядами молекулы в месте нахождения яд-  
ра с квадрупольным моментом Q;

С = /\*’(/\*’+ 1) — /N (/N + 1) — J (J— 1).

Для обычного аммиака N14H3 эта  
eqQ = 4,084 Мгц \*).

постоянная равна

Ffmd

Щкщ

0£щ

F}\*2

На рис. 1,11 приве-  
дена сверхтонкая струк-  
тура инверсионного  
спектра обычного аммиа-  
ка, обусловленная на-  
личием квадрупольного  
момента ядра атома азо-  
та. Для линии J = 3,

К = 3 скобка в формуле  
(1,^1) обращается в нуль  
и квадрупольная струк-  
тура спектра молекулы  
N14H3 исчезает. Это так

называемое «случайное» вырождение, как будет видно в § б, используется для повышения стабильности молекулярного

\*) Достигнутые точности требуют учета высших поправок, которые обнаруживают нелинейность квадрупольного расщепления. Эта нели­нейность может быть описана в виде зависимости **eqQ** от **J** и **К:**

eqQ = 4,084 {1 -j- 7,7\*40“5 [У (/ + 1) К2]} + 1.5-1СГ3 Мгц.

Рис. **1,11.** Структура инверсионной линии **J** = 3, **К =** 3 обычного аммиака.

38 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. 1

генератора. Для работы молекулярного генератора суще­ственна и магнитная сверхтонкая структура спектра моле­кулы аммиака. Особенно существенна она для линий изо­топного аммиака N15H3 и для линии J = 3, К = 2 (3, 2)

I

-60 -40 -20 *сол* 20 40 бОкгц

**'** 1,12. Магнитная сверхтонкая структура чинии (3,2) обычного аммиака.

I

I

I

-100 -80 -60 -40 -20 CQj 20 40 60 60 100кгц

Рис. **1,13.** Магнитная сверхтонкая структура ли­нии (3,3) изотопного аммиака.

обычного, аммиака, в которых квадрупольное сверхтонкое расщепление отсутствует. (В молекуле изотопного амми­ака квадрупольное сверхтонкое расщепление’равно нулю, так как ядро N15 не имеет электрического квадрупольного момента.) Рис. 1,12 и 1,13 изображают соответственно маг-

§ 1] ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ 39

нитную сверхтонкую структуру линии (3, 2) обычного ам­миака и линии (3, 3) аммиака N15H3 и дают представление

о структуре и величине расщепления.

Энергетические спектры молекул, как и спектры ато­мов, подвержены действию внешних электрических и маг­нитных полей, причем влияние электрического поля, как правило, значительно превосходит влияние магнитного поля. Например, для молекул типа симметричного волчка, в частности для аммиака, изменение вращательной энер­гии молекулы под воздействием электрического поля равно

**Л£=—п-32)**

здесь J, К, М — квантовые числа, [А — электрический ди- польный момент молекулы. Магнитное поле тоже приводит к расщеплению и сдвигу компонент сверхтонкой структуры, в результате чего вершина неразрешенной линии, представ­ляющей собой огибающую всех компонент, сдвигается. Это обусловливает зависимость частоты молекулярного гене­ратора от внешних магнитных полей. Магнитное расщеп­ление можно использовать (см. § 6) для модуляции ампли­туды сигнала молекулярного генератора при настройке.

10. Знакомясь с энергетическими спектрами атомов и мо­лекул, мы, по существу, рассматривали свойства уединен­ного атома или молекулы и результаты их взаимодействия с внешними стационарными электрическими и магнитными полями. Для дальнейшего необходимо учесть, что во всех практических случаях приходится иметь дело с чрезвычай­но большим числом атомов и молекул. При этом проявля­ется ряд весьма фундаментальных свойств таких систем. Опибание коллективных свойств атомов и молекул отно­сится к области термодинамики и статистической физики. Совокупность микрочастиц подчиняется статистике Больц­мана, согласно которой в термодинамически равновесном состоянии из общего числа частиц N число частиц Nit об­ладающих, при отсутствии вырождения, энергией Eif равно

***El***

40 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. 1

здесь k — постоянная Больцмана, равная 1,36-10~16эрг]град Т — абсолютная температура. Суммирование экспонент в знаменателе выражения (1,33) производится по всем со­стояниям атома или молекулы. Для ансамбля микрочас­тиц, имеющих только два энергетических состояния Ег и £2, причем E1<^E2f из (1,33) следует, что N1'>N2, т. е. в равновесном состоянии всегда большая доля частиц обладает меньшей энергией. Для двухуровневой системы

£t £g

Nl — N2 = *N1(l—e~^~).* t1’34)

При комнатной температуре Ех—E2<^kT во всем ра­диодиапазоне вплоть до длинных инфракрасных волн. В этом случае (1,34) можно упростить:

*Е‘-Е!*-= N^. (1,34а)

§ 2. Поглощение и испускание фотонов атомами и молекулами

1. В предыдущем параграфе были рассмотрены энерге­тические спектры изолированных атомов и молекул. Кро­ме того, было учтено влияние на их спектры постоянных во времени электрических и магнитных полей.

Для изучения процессов, происходящих в квантовых стандартах частоты, необходимо поз'накомиться и с взаи­модействием ансамблей атомов и молекул с электромагнит­ными полями, в частности с резонансными полями, а также с окружающими телами \*). Прежде всего следует сделать несколько замечаний о природе термодинамического рав­новесия ансамбля микрочастиц. Распределение Больцмана (1,34) справедливо как для полностью изолированного ан­самбля, так и для ансамбля, находящегося в течение дли­тельного времени в контакте с системой, масса которой много больше суммарной массы рассматриваемого ансамб­ля. Эта массивная система в термодинамике обычно назы­вается термостатом. Для дальнейшего существенно опреде­

\*) Резонансными полями или резонансными воздействиями назы­ваются такие, частота которых близка к частоте одного из переходов рассматриваемой микросистемы.

§ 2] ПОГЛОЩЕНИЕ И ИСПУСКАНИЕ ФОТОНОВ АТОМАМИ 41

лить, как устанавливается во времени равновесное состоя­ние ансамбля при его взаимодействии с термостатом.

Прежде всего заметим, что в стационарном состоянии населенность Nt- каждого энергетического уровня для рас­сматриваемого ансамбля постоянна во времени. Это зна­чит, что полная вероятность ухода частиц с этого уровня на какой-либо другой равна полной вероятности обратного перехода вне зависимости от физических причин такого процесса:

NiWij = NjWji] (2,1)

здесь Ni и Nj — населенности уровней i и /; и Wц — вероятности перехода отдельной4 микрочастицы из состоя­ния i в состояние / или обратно. Воспользовавшись соот­ношением (1,34), получим

**W,i** = ; (2,2)

таким образом, при Ej >> Et вероятность перехода частиц сверху вниз больше, чем вероятность перехода снизу вверх.

Рассмотрим теперь снова ансамбль частиц, имеющих лишь два энергетических уровня, и проследим за тем, как этот ансамбль, бывший первоначально в равновесии с тер­мостатом при температуре 7\, будет вести себя при быстром переносе в термостат с температурой Тг. Кинетические урав­нения, описывающие процесс установления нового равно­весия, имеют вид:

***N1 =*** ~WnN1 +[WnN\*>

Nt^W^ — WnNt, (2,3)

AT, + N2 = N.

t

Учитывяя (2,2) и обозначая e = e^E^~E^kT\ получим:

Nr =-^7- +Aerw»№\*,

1 84-1 1 ’

(2,4)

N^ — AerWii^+1>t.

Постоянная А определяется из начальных условий, кото­рые описываются выражением (1,34), если в него подставить температуру первого термостата 7\.

ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

Проделав соответствующие выкладки, получим:

N, - Ыг (Г2) + [Ыг (7\) - N, (Г2)] , (2,5) N2 = N\* (Т2) + [Nt (Тг) - N2 (Г2)] е - ,

1 N2 (Т2) где х = гР- P-,,hT = -wHf — постоянная, опре-

деляющая скорость приближения ансамбля к новому состоянию равновесия (постоянная времени). Вводя избы­точную населенность

AN = N г — N\*,

получим

\_ t

AN = AN (Г2) 4- [&N (Ti) — AN (Т^)} е т.

Это уравнение, не давая, по существу, ничего нового, опи­сывает тот факт, что в начальный момент t — 0 избыточная населенность определяется первым термостатом AN (7\) и с постоянной времени т стремится к новому равновесному значению AN (Г2).

1. Рассмотрим теперь равновесное состояние ансамбля частиц, обладающих энергетическим спектром Еъ Е2,... и находящихся под действием поля излучения абсолютно черного тела. Плотность излучения абсолютно черного тела, нагретого до температуры Т, определяется формулой

*8*nhv?; \

Р(УЧ. Т)=„ (2.6)

Запишем теперь, по аналогии с предыдущим, вероятность того, что, находясь в поле равновесного излучения (2,6), микрочастица перейдет из нижнего состояния i в верхнее состояние j:

*pU =BuP{vti,T).* (2,7)

Для обратного перехода (сверху вниз)

Рц =Вцр(чц,Т).

Заметим, что Рц эквивалентно введенной выше вероятно­сти Wtj, однако Рл отнюдь не эквивалентно Wн, ибо Рп

§ 2] ПОГЛОЩЕНИЕ й ИСПУСКАНИЕ ФОТОНОВ AfOJViAJViH 43

характеризует вероятность перехода под воздействием внеш-  
ней системы (термостата или поля), в то время как W}i  
одновременно с этим включает тенденцию изолированной  
неравновесной системы переходить к равновесному состоя-  
нию. В общем случае такой переход осуществляется как  
за счет внутренних взаимодействий, так и под воздействием  
нулевых флуктуаций поля [1]. В ансамбле невзаимодейст-  
вующих частиц (или в приближении, не учитывающем внут-  
ренних взаимодействий) играют роль лишь нулевые  
флуктуации, обусловливающие спонтанные (самопроизволь-  
ные) переходы сверху вниз. Таким образом,

*Wi}* = *Pih*

Wц = Рji -f- A ji —- Bjip (vtj, T) -f- Aji.

Подставляя (2,7) и (2,8) в (2,2), получим

*ВцрЫ, Т)* + Ац = Вцр(уц, Т) e(Ei-E‘VkT,

откуда

(2,8)

P(v//, Т) =

п

hvijjkT

В..е 11 **—** В-.

Ч II

Сравнивая это с формулой Планка (2,6), получим, что для их совпадения необходимо, чтобы

Bii = B'!h (2,9)

8 it/iV/.-

Аи^—^Вц.

Коэффициенты Л/, и В л называются соответственно коэффициентами Эйнштейна для спонтанного и вынужден­ного излучения. Получено два важных результата, а имен­но:" 1) коэффициент поглощения Ви равен коэффициенту вынужденного излучения В л, 2) вероятность спонтанного излучения пропорциональна кубу частоты. Подстановка соответствующих числовых значений показывает, что в радиодиапазоне Ап<^.Вг^, т. е. здесь спонтанным излуче­нием можно пренебречь; в диапазоне СВЧ оно становится более заметным, а в оптическом диапазоне спонтанное из­лучение играет весьма существенную роль.

1. В курсах электродинамики или в курсах физической оптики можно найти доказательство того, что произволь­

44 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ чАстоты

Егл. {

ное электромагнитное поле в свободном пространстве может быть описано суперпозицией набора плоских электромаг\* нитных волн [3]. Каждую волну из такого набора отож­дествляют с некоторым осциллятором и говорят, что таким путем электромагнитное поле представляется набором ос­цилляторов поля. Количество независимых осцилляторов, необходимое и достаточное для того, чтобы описать произ­вольное электромагнитное поле, занимающее объем V и интервал частот dv, равно числу стоячих волн частоты v, которые можно возбудить в этом объеме и этом интервале частот \*):

, SitVv3 , /о in\

dn = —1dv. (2,10)

Далее, если [д, — дипольный момент системы (электриче­ский или магнитный), % — напряженность поля (соот­ветственно электрического или магнитного) и 0 — угол между {I и <£, то плотность вероятности перехода системы из состояния i в состояние / при дипольном взаимодействии системы и поля равна [1]

n = -?rWsl&7lsfecos'e; (2,11)

здесь — статистический вес конечных состояний систе­мы. Матричные элементы Шц электромагнитного поля в объеме V могут быть выражены через число фотонов nvh[ с заданной частотой v, поляризацией / и направлением рас­пространения k:

|(Р 4itAv + 1 ПРИ испускании фотона,

I ©ij | — j , (2,12)

1 v Irivki при поглощении фотона. v 7

Подставляя (2,12) в (2,11), получаем 52J14 hV

\пт + 1 при испускании фотона,

Х \tivki при поглощении фотона. (2,13)

\*). Формула. (2, 10) получена для объема, ограниченного коорди­натными поверхностями декартовой системы координат. Для объема произвольной формы такой подсчет не всегда возможен.

§ 2] ПОГЛОЩЕНИЕ И ИСПУСКАНИЕ ФОТОНОВ АТОМАМИ 45

Если в начальный момент фотоны отсутствуют, nVki = О, то поглощение и вынужденное испускание, естественно, невозможны, но формула (2,13) указывает на наличие спонтанного излучения. Поскольку при спонтанном излу­чении направление и поляризация испускаемого фотона со­вершенно произвольны, то он может реализоваться в виде любого из осцилляторов поля (2, 10) с частотой vtj в ин­тервале частот dv0. Вероятность спонтанного перехода мо­жет быть получена из (2,10) и (2,13):

^7с„ = ^Ыг-7^. (2,14)

Формула (2,13) указывает также на то, что вынужденное излучение и поглощение пропорциональны начальному числу фотонов nvki в объеме V. При этом вероятность вы­нужденного излучения отлична от нуля только для фото­нов, совпадающих с фотонами первоначального поля по частоте, направлению и поляризации. Заметим, что вре­мя, в течение которого система испытает спонтанный пе­реход, обратно пропорционально вероятности спонтанного перехода в единицу времени (2,14). Воспользовавшись со­отношением неопределенностей энергии и времени (1,2):

1

АЕ At^h, подставляя At = = и переходя от энер-

**lj** СП

гии к частоте, по ал) получим

Avji = WjiCn. (2,15)

Это значит, что спонтанные переходы вызывают уширение спектральных линий. Расчеты приводят к следующему выражению для формы спектральной линии спонтанного излучения:

= ■ (2,16)

Линия такой формы называется лоренцевой и имеет ши­рину Av, которая определяется формулой (2,15).

1. Почти все задачи, с которыми нам придется иметь де­ло в дальнейшем, относятся к случаям, при которых мож­но учитывать только два энергетических уровня квантовой системы. Это возможно, если система не имеет других

**46 тёоРиЯ Квантовых стандартов частоты 1ГЛ. I**

уровней, разность энергий между которыми близка к

Ег — Ех = hv12,

и если достаточно малы вероятности переходов между каж­дым из уровней рассматриваемой пары и другими уровня­ми. Систему, энергия которой может принимать только два значения, можно, независимо от ее природы, описывать при помощи оператора, называемого оператором энергети­ческого спина JR [4]. В случае описания поведения во внешнем магнитном поле микрочастиц, обладающих собст­венным механическим моментом (спином) и собственным магнитным моментом, энергетический спин совпадает с обычным спином. При этом компоненты энергетическо­го спина (Rlt R%, R3) и компоненты магнитного момента (Мх, Му, Мг) и квадраты их модулей соответственно про­порциональны. Аналогично случаю обычного спина, для энергетического спина вводятся квантовые числа R и М, характеризующие собственные значения R% nR3. (Для обыч­ного спина М характеризует проекцию Мг на направление поля.) В случае, если энергетический спин описывает сос­тояние во внешнем электрическом поле ансамбля диполь- ных молекул, для которого существенны только два энер­гетических уровня, то

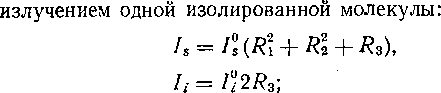
М= *Ni~Nl*-, (2,17)

где и Nt — населенности верхнего и нижнего уровня. Это значит, что 2М имеет смысл разности населенностей, или числа активных частиц. При этом

Компоненты Rlt R% описывают осциллирующую часть ди- польного момента системы (аналогично Мх, Му при пре­цессии магнитного диполя во внешнем магнитном поле).

При помощи энергетического спина можно получить вы­ражения, связывающие интенсивность спонтанного и вынужденного излучения в свободном пространстве ансам­бля невзаимодействующих двухуровневых молекул с

§ 2] ПОГЛОЩЕНИЕ И ИСПУСКАНИЕ ФОТОНОВ АТОМАМИ 47



(2,18)

здесь I°s и /° — соответственно интенсивности спонтанно­го и вынужденного излучения изолированной молекулы. При усреднении по ансамблю предполагалось, что геомет­рические размеры ансамбля намного меньше длины волны соответствующего перехода Ег — Ех. Эти формулы пока­зывают, что интенсивность вынужденного излучения про­порциональна разности населенностей 2R3. Если 2R3 <0, вынужденное излучение переходит в резонансное поглоще­ние. Первая из этих формул показывает, что интенсивность спонтанного излучения ансамбля молекул, размеры кото­рого меньше длины волны, не равна сумме интенсивностей спонтанного излучения отдельных молекул, образующих ансамбль. Если первоначально система характеризовалась квантовыми числами R и М, то первое из уравнений (2,18) дает \*)

Эта формула, полученная впервые Дики, вскрывает ин­тересные особенности спонтанного излучения ансамбля не­взаимодействующих молекул. Оказывается, что выражение «невзаимодействующие» не может пониматься буквально, ибо само наличие поля спонтанного излучения приводит к специфическому взаимодействию между молекулами ансам­бля. Такое взаимодействие в некоторой степени соответ­ствует обратной реакции поля на излучатель, известной в классической электродинамике. В результате этого взаи­модействия, в частности, при М = 0 и R — N/2 (число частиц на верхнем и нижнем уровнях одинаково, = Nlt и система полностью поляризована)

I, = J°S(R + M)(tf — Af + 1). (2,19)



(2,20)

\*) В состоянии, характеризуемом числами **R** и **М,** имеем: **Rl + R\* + M\*^R(R + l), Ra = M-**

ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

Tw е. интенсивность спонтанного излучения пропорциональна квадрату числа частиц, а не числу частиц, как можно было бы ожидать. Это состояние Дики назвал сверхизлучающим, а соответствующее ему излучение — когерентным спонтан­ным излучением. Только если система полностью отсорти­рована, т. е. все частицы находятся на верхнем уровне (М = R = N/2), интенсивность спонтанного излучения ан­самбля пропорциональна числу частиц:

Is = Nil (2,21)

Следует еще раз подчеркнуть, что соотношения для коге­рентного спонтанного излучения, приведенные выше, спра­ведливы для ансамблей, геометрические размеры которых меньше соответствующей длины волны. Для протяженных ансамблей связь /s и I°s будет зависеть от конкретных параметров системы — геометрии, распределения моле­кул и т. п.

Если ансамбль дипольных молекул (или других час­тиц) находится не в свободном пространстве, то, помимо рассмотренного выше спонтанного и вынужденного из­лучения, следует учесть и результат взаимодействия ан­самбля с внешними телами. Для наших целей важен слу­чай ансамбля, помещенного в резонатор. При этом огра­ничимся достаточно добротным резонатором, который мо­жет рассматриваться как одночастотная колебательная система. Если частота такого резонатора близка к рассмат­риваемой частоте в спектре молекул, то молекулы совер­шают дополнительные переходы под влиянием той части спектра тепловых флуктуаций резонатора, которая близка к частоте спектральной линии молекул. Если пренебречь когерентной частью спонтанного излучения, т. е. пренеб­речь взаимным влиянием молекул через поле их спонтанно­го излучения, то вероятность излучения молекулы в резона­торе будет описываться формулой, аналогичной (2,16), но Av в ней будет не шириной линии спонтанного излучения молекулы в свободном пространстве, а шириной резонан­сной кривой резонатора. Если же учесть как влияние резонатора, так и обратное влияние излучения на ан­самбль близко расположенных молекул, то получаются

§ 2] ПОГЛОЩЕНИЕ И ИСПУСКАНИЕ ФОТОНОВ АТОМАМИ 49

выражения, аналогичные (2,18):

Is — | ({\*12/412) I2 (^1 + ^2 + ^з)>

// = I г v\*r.2/i/?s; (2,22)

здесь т — полное время релаксации, учитывающее и поте­ри в стенках резонатора, п — число фотонов в резонаторе, ц12 — дипольный момент, Л12 — вектор-потенциал поля в резонаторе. При этом в вынужденное излучение включена только часть, пропорциональная числу фотонов в резона­торе. К спонтанному излучению отнесено остальное; сюда входит и излучение, вызванное флуктуационными полями резонатора, и «когерентная» часть спонтанного излучения, которую можно рассматривать как излучение данной молекулы, вызванное спонтанным излучением остальных молекул.

1. Из термодинамических соображений следует, что ве­щество, находящееся в состоянии термодинамического рав­новесия, должно, в целом, поглощать падающие на него элек­тромагнитные волны. Действительно, коэффициенты Эйн­штейна для вынужденного излучения и поглощения Btj равны между собой (см. (2,9)). Это значит, что для ка­ждой из частиц, находящихся на верхнем из пары энер­гетических уровней, вероятность излучить квант электро\*- магнитной энергии под влиянием резонансного поля равна вероятности того, что одна из частиц, находящихся на нижнем уровне, поглотит в это же время квант того же поля. Но так как в равновесном состоянии число частиц на нижнем уровне всегда больше населенности верхнего уровня этой пары ((1,34) и (1,34а)), то превалирующим процессом в равновесном состоянии всегда будет резонан­сное поглощение. При этом стационарность состояния си­стемы обеспечивается вкладом спонтанного излучения ((2,1), (2,8))\*).

: Для наблюдения резонансного поглощения применяются радиоспектроскопы. В простейшем радиоспектроскопе ра­диоволна распространяется вдоль волновода, заполненного веществом, спектральные линии которого подлежат иссле­дованию. Если на вход пустого волновода подается

**\*)** Здесь не учитываются релаксационные процессы.

ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

электромагнитная волна со спектральной плотностью мощ-  
ности Р (0, v)dv, то в сечение х мощность равна

Р (х, v)dv = Р (0, v) е~лях dv, (2,23)

где — коэффициент поглощения волновода.

Из (2,23) следует, что по мере продвижения волны в  
волноводе ее мощность уменьшается, причем на элемент  
длины dx поглощается

d [Р(х, v)dv] = —<хдР(х, v)dvdx.

Если в волноводе находится поглощающая среда, то  
d [Р(х, v)dv] =

= — [P(5iaWi — ВиЫ2) + ай]Р(х, v)dvdx\ (2,24)

здесь Р — коэффициент, характеризующий распределение  
поля в сечении волновода. Воспользовавшись равенством  
В12 и Вп и формулой (1,34а), получим поглощение на пути  
dx:

$Nihv12Bi4 **, ^ 1**

2***kT***

dPdv =

Pdvdx. (2,25)

Это значит, что присутствие среды приводит к дополнитель­ному поглощению при резонансе:

BNxhwBto (су г)с\

**<Х**т— • у > 2о)

Из формулы (2,24) видно, что при Nt >NX и |am| >a9 поглощение становится отрицательным, т. е. мощность волны по мере ее продвижения в волноводе будет увели­чиваться. Из предыдущего мы знаем, что случай jV2 '>N1 соответствует преобладанию вынужденного излучения над резонансным поглощением. При этом коэффициент по­глощения (2,26) становится отрицательным. Поскольку в

1. все величины существенно положительны, то для описания отрицательного поглощения формально вводят понятие отрицательной температуры, которая выражает лишь тот факт, что имеет место инверсия населенностей, т. е. для данной пары уровней >Д/Г1.

Заметим, что в записи закона распределения Больцма­на (1,33) имеется в виду случай, когда ни одно состояние системы не является вырожденным. Если система в нес­

§ 2] ПОГЛОЩЕНИЕ И ИСПУСКАНИЕ ФОТОНОВ АТОМАМИ 51

кольких различных состояниях обладает совпадающими значениями энергии, то для характеристики этих состоя­ний вводится дополнительный параметр — статистический вес состояния g\*. При этом вместо (1,33) получается

**—** E£/kT

-Et/kT

(2,27)

Для получения инверсии населенностей уровней разра-  
ботан ряд эффективных методов. Однако не все они приме-  
няются в стандартах частоты, это относится, в частности,  
к методу адиабатически быстрого прохождения и методу  
импульсной инверсии. В системах с молекулярным или  
атомным пучком, в частности

в молекулярном генераторе на  
аммиаке (а также в других  
молекулярных генераторах) и  
в генераторе на атомах водо-  
рода, для получения инверсии  
применяется пространствен-  
ная сортировка частиц в неод-  
нородном электрическом или  
магнитном поле.

Весьма эффективным мето-  
дом получения инверсии насе-  
ленностей в системе с тремя  
или более уровнями является  
метод так называемой электро-  
магнитной накачки. При этом

вспомогательное электромагнитное поле воздействует на одну> пару уровней, а инверсия получается для другой па­ры. В первоначальном виде метод накачки был предложен для системы трех энергетических уровней [5]. Первое практическое применение метод накачки получил в кван­товых парамагнитных усилителях. В настоящее время он широко применяется в оптических квантовых генераторах. При помощи Ьптической накачки удалось создать актив­ный стандарт частоты на парах рубидия (§ 8).

Проведем Анализ процесса получения инверсии в трех­уровневой системе под действием накачки на частоте, соот­ветствующей переходу между уровнями 1 и 3 (рис. 2, 1),

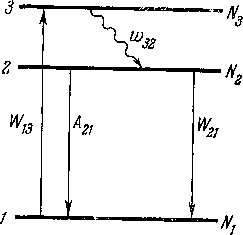


Рис. **2,1.** Система" трех энергетических уровней.

52 теорий Квантовых стандартов частоты 1хл. 1

и при наличии полезного сигнала на частоте перехода 2->1. При написании кинетических уравнений будем учиты­вать, что общее число частиц N0 равно сумме населенностей трех рассматриваемых уровней:

No — Ni -f- Л^з -f- iV3. (2,28)

При этом число уравнений, описывающих кинетику про­цесса, уменьшается до двух:

~ ^ 13^1 — (^31 -^31 ^зг) N3,

dN, <2’29> ~jj~ — W12N1 (W721 + Л21) N2 + ^32iV3.

Здесь Wtk — вероятность вынужденного перехода, за­висящая от плотности соответствующего резонансного из­лучения, Aik — вероятность спонтанного перехода,- w32 — вероятность безызлучательного перехода 3 -> 2. Из (2,29) легко найти отношение N^JNi для стационарного состояния. Для случая, когда А31 много меньше W31 и w32, получим

w = (i*v^* + v»)iA« + v«y'- <2-30>

В соответствии с (2,9) здесь учтено, что W13 = W31 и W2i = Wn. При оптической накачке, интенсивность кото­рой, как правило, невелика, практически всегда w32 W13, т. е. насыщение верхнего уровня не достигается вследствие быстрой релаксации на промежуточный уровень и огра­ниченной мощности накачки. В этом случае

N2 — N1 W13—Л21 /0 qi\

No ~~ + Лах + 2Г12 ' ^ ’

Отсюда видно, что для достижения инверсии между уров­нями 2 и 1 необходимо W13 >Л21. Для получения устой­чивой генерации энергия вынужденного излучения должна компенсировать как потери в активном веществе и в СВЧ- тракте квантового генератора, так и потери на излучение («полезные» потери). Условия стационарной генерации могут быть получены лишь из более полных уравнений, учитывающих нелинейные процессы, в частности эффект насыщения. Возможно также получение инверсии населен­ностей уровней в газах под влиянием электрического разряда [6]. Один из вариантов такого метода рассмот­рен в § 10.

§ 3] ШИРИНА И СДВИГ ЧАСТОТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ 53

§ 3. Ширина и сдвиг частоты спектральных линий

1. Для создания квантовых стандартов частоты можно ис­пользовать узкие спектральные линии, частота которых сла­бо зависит от внешних воздействий. Вклад в ширину спект­ральных линий могут давать электромагнитные поля различного происхождения, соударения между атомами и молекулами, соударения со стенками, эффект Допплера, связанный с тепловым движением частиц. Ниже будет рас­смотрено влияние этих факторов на ширину и сдвиг частоты линий. Для оценки ширины линий широко пользуются из­вестным соотношением между полушириной спектра Av и длительностью цуга т гармонических колебаний:

В математическом анализе это соотношение получается как следствие преобразования Фурье для цуга колебаний. Со­отношение (3,1) остается справедливым и в том случае, когда т является не длительностью цуга, а временем коге­рентности колебаний. Напомним, что формально любое колебание считается когерентным в течение времени, пока среднеквадратичные уходы фазы вследствие ее случайных флуктуаций не превысят я.

Перенесение понятий длительности цуга и времени коге­рентности на я^-функции, описывающие поведение атомов и молекул во время взаимодействия с резонансным излуче­нием, приводит к соотношениям типа (3,1) для ширины спек­тральных линий, где т — длительность непрерывного изме­рения спектральной линии (см. (1,2) — соотношение неоп­ределенности Гейзенберга). Понятие времени когерентности гр-функций можно пояснить следующим образом. Допустим, что атомы или молекулы имеют два уровня сэнергиями и£2. Будем называть эти уровни рабочими уровнями. При воздей­ствии электромагнитного излучения с частотой v0=(£2—E-^/h у молекул появляется прецессирующий дипольный момент, причем частота прецессии равна (Е2 — Ех)//г. Результат вза­имодействия внешнего поля с молекулой зависит от разно­сти фаз между прецессирующим моментом и полем, <р = = 2л; [(Ег — EJ/h) — v0] t. Если поле монохроматично, то разность фаз будет определяться только флуктуациями

ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ £ГЛ. I

энергий Ех и Ег, которые в свою очередь зависят от скоро­стей молекул, влияния соударений, неоднородных полей и других внешних воздействий. Если наши молекулы стати­стически независимы, то для каждой из них можно опреде­лить время когерентности состояний с энергией Ех и Ег при воздействии электромагнитных колебаний с частотой v0. Оно равно времени, в течение которого среднеквадра­тичные флуктуации фазы возрастают до величины, сравни­мой с jt. Время когерентности состояний определяет ма­ксимальную длительность непрерывного излучения частоты перехода между рабочими уровнями, так как по своему влиянию на ширину линии потеря когерентности эквива­лентна обрыву цуга. Заметим, что уход электрона с рабочих уровней на любые другие уровни также эквивалентен об­рыву цуга. Для учета вкладов различных факторов в ширину линии достаточно оценить их влияние на скорость ухода электронов с рабочих уровней или на время когерентности "ф-функций.

Сдвиг частоты в результате воздействия внешних полей определяется энергией взаимодействия с полем. Если при­чина сдвига частоты — слабые соударения (стр. 63), то он пропорционален относительному изменению фазы ^-функ­ции, возникающему при этих соударениях. Чтобы оценить сдвиги и частоты при наличии неразрешенной сверхтон­кой структуры линии, необходимо предварительно рас­считать интенсивность и положение различных компо­нент структуры, налагающихся друг на друга, а затем найти суммарное распределение интенсивности.

1. Прежде всего рассмотрим влияние на ширину линии резонансных электромагнитных полей, уменьшающих время пребывания атомов или молекул на стационарных энергетических уровнях. Такими полями могут быть спон­танное излучение, тепловое излучение, внешнее резонан­сное СВЧ-излучение и, наконец, излучение, вызывающее переходы с одного из рабочих уровней на какой-либо тре­тий уровень (последний случай реализуется в стандартах частоты-с оптической накачкой; см. § 8).

Время жизни на возбужденном энергетическом уровне при наличии спонтанного излучения обратно пропорцио­нально вероятности спонтанного излучения (см. § 2). Вос­пользовавшись формулами (2,14) и (3,1), найдем ширину

.§ 3] ШИРИНА И СДВИГ ЧАСТОТЫ спектральных линий **55**

линии, обусловленную спонтанным излучением:

Avcn ~ 2 • 10-3 |[i//12 V3. (3,2)

Для инверсных переходов аммиака при v = 2 \*1010 гц,

\hj — 10~18 ед. СГСЭ для Avcn получаем Avcn — Ю-8 гц. Для переходов между уровнями сверхтонкой магнитной структуры щелочных элементов при v — 1010 гц, [хгу —10~20 ед. СГСЭ Avcn~ Ю-13 гц. Время жизни на возбужденных уровнях гораздо больше сокращается под влиянием теп­лового излучения. Действительно, тепловое излучение в миллиметровом и СВЧ-диапазоне при комнатной темпера­туре имеет энергию kT на степень свободы, а нулевые коле­бания электромагнитного поля имеют на степень свободы энергию hv/2. Отношение вероятностей индуцированного теплового излучения и спонтанного излучения пропор­ционально отношению энергий электромагнитного излуче­ния на степень свободы. Поэтому вклад переходов, инду­цированных тепловым излучением, больше вклада спон­танного излучения в 2kTjh\ раз.

При отсутствии СВЧ-излучения ширина линии опре­деляется постоянной времени Тг, связанной с какими-либо релаксационными процессами; при включении СВЧ-излу­чения ширина линии вследствие насыщения увеличивается в А раз, причем А равняется:

**А = V**1 + (16л31 **рц** |а **voIoTl/3hc),** (3»3)

где | \1ц | — модуль матричного элемента дипольного мо­мента перехода, v0— частота перехода, /0 — интенсивность СВЧ-излучения в квант/сек-см2, Т2 — характерное время жизни, определяющее ширину линии в отсутствие СВЧ- излучения. Ограничивая интенсивность /0, всегда можно получить А ^ 1 ч- 2. Снижение мощности СВЧ-излучения необходимо также и для того, чтобы избежать искаж<ений формы линии вследствие эффекта насыщения. Аналогично СВЧ-излучению, вклад в ширину линий может вносить и оптическая накачка. Она широко используется в ряде типов стандартов частоты. Для оптической накачки обычно ис­пользуется излучение возбужденных щелочных атомов, возникающее при спонтанных переходах с 2Р-уровней в основное25-состояние. Это£)г и.02-линии, соответствующие

**56** ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

переходам 2Ру2 -> 2Sy2 и 2А/, -> 2Sy2. Ширина линии рабо­чего перехода в сверхтонкой структуре основного состояния при оптической накачке определяется числом фотонов, поглощаемых атомом в секунду, так как поглощение оп­тического фотона прерывает взаимодействие атома с СВЧ- излучением. Число поглощаемых фотонов равно

S = jt /г0с/у, (3,4)

где / — сила осциллятора, г0 = (е^/тс2) ^ 2,82 -1(Г13сж — классический радиус электрона, /„ — спектральная ин­тенсивность в фотон/см2 'Сек на 1 гц ширины линии излу­чения (см. [7, 8, 9]). Плотность потока фотонов, падающих на ячейку, для каждой из двух сверхтонких компонент линий D± и Z)2 обычно равна —7\*1014 фотон/сек-см2. Ширина линий сверхтонкой структуры равна пример­но 0,09 см-1, или 2700 Мгц. Следовательно, спектраль­ная плотность излучения, падающего на ячейку, равна примерно 3-105 фотон/сек -см2 -гц. Атомы, находящиеся в состоянии с определенным полным моментом F, будут поглощать фотоны лишь двух сверхтонких компонент из четырех; поэтому будем считать, что / ^ 0,5. При подста­новке этих значений в (3,4) можно получить частоту пре­рывания взаимодействия атомов с СВЧ-излучением вслед­ствие поглощения фотонов: 5^3,5-103 сек-1. Таким об­разом, вклад оптической накачки в ширину линии имеет порядок нескольких килогерц. Величина этого вклада в разных частях рабочей ячейки неодинакова. Дело в том, что пары щелочного элемента имеют очень большую оп­тическую плотность в области резонансного поглощения. Так, при давлении паров порядка 10\_6 мм рт. ст. в ячей­ке протяженностью около трех сантиметров коэффициент поглощения в центре D-линий равен единице. Излучение оптической накачки, проходя через такую ячейку, ослаб­ляется, пропорционально пройденному расстоянию, а сле­довательно, вклад в ширину линии будет уменьшаться и может составлять несколько сот герц. Таким образом, вклад оптической накачки в ширину линии довольно велик, особенно в случаеприменения источников света, обладающих плотностью излучения — 2,6 -10 \* фотон!сек-смъ-гц, а иногда и больше (см. [10]). Взаимодействие с оптическим из­лучением может привести также к сдвигу частоты 0—0'

§ 3] ШИРИНА И СДВИГ ЧАСТОТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ 5?

перехода (см. [7, 8, 9]). Это явление аналогично сдвигам резонансных частот при слабой связи осцилляторов. Рас­чет, проведенный методами квантовой электродинамики, показывает, что под влиянием оптического возбуждения основное состояние приобретает, кроме уширения, еще и сдвиг частоты, определяемый выражением

где и (к) — спектральное распределение оптического излу­чения, k и k0 — волновые числа фотонов, взаимодействую­щих с атомом, и фотонов, соответствующих резонансному переходу. Множитель Ak зависит от радиальных функций атома и пропорционален 1/]/^. Г — ширина линии накач­ки, связанная со спонтанным излучением.

При взаимодействии щелочного атома с фотонами Dx- и £)2-линий сверхтонкие компоненты, вызывающие резо­нансные переходы из основного состояния с F = I — J, при нерезонансном взаимодействии с атомами в состояниях с F = / + J дают поправку Svx к энергии этого состояния. Причем так как в этом случае k — k0 >0, то Svt >0 (см.

1. ). Остальные компоненты D-линий дадут поправку другого знака, Sv2 <С 0, к энергии состояний с F=I—J. Если одновременно с оптической накачкой на атомы бу­дет воздействовать СВЧ-излучение, то будут наблюдаться переходы, сдвинутые на 6vx + 6v2 гц. Величина сдвига за­висит как от интенсивности сверхтонких компонент излу­чения, так и от давления вспомогательного буферного газа, который обычно вводится в рабочие ячейки стандартов чавтоты с оптической накачкой для сужения спектральных линий.

Относительные сдвиги частоты имеют порядок 4 -Ю-10 на

1. % изменения интенсивности света при давлении буфер­ного газа 2 мм рт. ст., 2 • 10-10 на 1% изменения интенсив­ности при давлении 20 мм рт. ст. и меньше 10-10 на 1% при 75 мм рт. ст. [11]. Уменьшение величины- сдвига час­тоты, возникающего под влиянием оптической накачки, при увеличении давления буферного газа связано с умень­шением времени когерентности при увеличении числа столкновений рабочих атомов в оптически возбужденном

00

u{k) | Ak\2(k — ko) (ГуЦ + lk-ko) ’



(3,5)

—00

58 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

состоянии с атомами буферного газа. Дело в том, что воз­бужденные атомы имеют большой электрический диполь- ный момент и значительно сильнее взаимодействуют с на­летающими на них атомами буферного газа.

Рассмотрим теперь влияние постоянного поля на ширину и сдвиг частоты эталонных переходов. Как уже отмечалось, для квантовых стандартов частоты обычно выбирают пере­ходы между уровнями, на которые внешние поля оказы­вают наименьшее влияние, т. е. переходы, на которых слабо сказывается эффект Штарка или эффект Зеемана. Тем не менее влияние внешних полей все же может вно­сить существенный вклад как в ширину, так и в сдвиг линии эталонного перехода. Его учет производится одним и тем же методом как для электрического, так и для магнитного поля. Первое из них вызывает заметное смещение и рас­щепление энергетических уровней молекул, обладающих электрическим дипольным моментом, например молекул аммиака. Магнитное поле влияет на положение и расщеп­ление уровней атомов (и молекул), обладающих магнит­ным дипольным моментом, в том числе изменяет положение и структуру уровней магнитной сверхтонкой структуры основного состояния щелочных атомов и водорода, которые используются в стандартах частоты с оптической накач­кой и водородном генераторе. Если поле неоднородно, то оно может вызвать не только сдвиг, но и уширение спект­ральных линий. Эффект Штарка (или Зеемана) может быть квадратичным — в слабых полях или линейным — в силь­ных полях (см. §6, (6, 33)). Это определяется соотношением энергии взаимодействия с внешним полем и энергии кван­та, соответствующего эталонному переходу.

В каждом конкретном случае задачу о поведении уров­ней в поле нужно решать отдельно (см. [2]). Получив за­висимость частоты исследуемого перехода от поля, можно определить вклад неоднородности этого поля в ширину линии, а также оценить сдвиг частоты перехода. Для ще­лочных атомов и водорода зависимость частот переходов между уровнями сверхтонкой структуры от амплитуды постоянного магнитного поля определяется формулами

1. и (1,18).

Коэффициент а, входящий в формулу (1,18) и опреде­ляющий зависимость частоты 0 — 0-переходов от внешних

§ 3] ШИРИНА И СДВИГ ЧАСТОТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ линий **59**

полей, обычно измеряется экспериментально. Значения этого коэффициента для ряда используемых в стандартах частоты атомов приведены ниже.

а, кгц/э2

**Водород Н 2,75**

**Натрий Na 2,2**

**Рубидий Rb87 . . . . 0,57**

Цезий Cs 0,43

**Таллий Т1 0,02**

Эти коэффициенты можно вычислить по (1.18), если из­вестны величины сверхтонких расщеплений, а также и gj. Если поле в объеме, в котором находится рабочее вещество стандарта частоты, неоднородно, то оно вызы­вает некоторое увеличение ширины линии за счет сдвига резонансной частоты атомов в разных частях объема. Это уширение называют статическим вкладом неоднородного поля в ширину линии. В том случае, когда полное давление газа в ячейке настолько велико, что диффузией атомов, усредняющей воздействие неоднородного поля, можно пре­небречь, статический вклад поля в ширину линии будет равен (при квадратичной^ зависимости частоты от поля)

2Av = 2a#A#. (3,6)

Для цезия при Н = 0,15, АН = 0,03 5 имеем 2Av = = 2,5 гц. Так как у водорода а значительно больше (ан = = 2,75 кгц/э2), а величина сверхтонкого расщепления по по­рядку величины равна 1400 Мгц, относительный сдвиг частоты при помещении атомов водорода в магнитное поле рав^н примерно 2 \*10-6 Я2. Чтобы устранить этот сдвиг, необходима хорошая магнитная экранировка резонатора водородного генератора. Порядок величины взаимодей­ствия молекул с электрическим полем в частотных единицах равен | ц0012 g2 //z2v (см. (6,33)), где | ц,001 — матричный элемент эталонного перехода, Щ — напряженность поля, v — рабочая частота перехода. При | |х001 = 1 -Ю-18 ед. СГСЭ, Ш = 3 в/см, v ж 3-1010 гц получим сдвиг частоты 6v ж 100 гц. Отсюда следует, что резонаторы молекуляр­ных генераторов также нуждаются в экранировке, защи­щающей их от просачивания электрических полей. Кроме

60 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

статического вклада неоднородного внешнего поля в ши­рину линии имеются динамические вклады, связанные с хаотичностью движения атомов в неоднородном поле. Хао­тическое движение атомов в неоднородном поле можно считать эквивалентным действию флуктуирующего элект­ромагнитного поля на покоящиеся атомы. Если это поле имеет отличную от нуля спектральную плотность на час­тотах зеемановских переходов между подуровнями сверх­тонкой структуры с одинаковым полным моментом F, то оно будет вызывать переходы между этими уровнями. Такие переходы приведут к уменьшению времени жизни на ра­бочих подуровнях и, следовательно, скажутся на ширине линии. Этот процесс проявится сильнее всего, когда час\* тоты зеемановских переходов малы и сравнимы с частотами соударений щелочных атомов с окружающими молекула­ми или стенками (т. е. частота изменений скорости сравни­ма с частотой зеемановских переходов). Очевидно, что в этом случае спектральная плотность флуктуаций электро­магнитного поля близ частоты зеемановских переходов будет максимальной. В ряду Cs133, Rb87, Rb85, Na23, H ядра цезия обладают наибольшим ядерным спином, в связи с чем частоты зеемановских переходов цезия оказываются наименьшими, а спектральная плотность флуктуаций элек­тромагнитного поля в диапазоне этих переходов будет выше, чем в случае других атомов. Однако даже для це­зия реальный вклад рассматриваемого процесса в ширину линии 0 — 0-перехода будет мал. При давлении буферного газа в рабочей ячейке порядка 1 мм рт. ст. длина сво­бодного пробега атомов цезия меньше 0,01 см. Даже при неоднородности магнитного поля порядка 0,01 э)см ам­плитуда флуктуаций и их спектральная плотность будут малы, так же как и пропорциональная им вероятность зе­емановских переходов и, следовательно, вклад в ширину ли­нии. В ширину линии вносит вклад и фазовая декорреляция атомов с различной историей движения в неоднородном поле. Если атомы разное время находились в неоднородных полях, влияющих на частоту эталонного перехода, то они будут иметь различные набеги фазы. Для определения вклада в ширину линии достаточно оценить'время, за ко­торое среднеквадратичные набеги фазы станут порядка я. Максимальный вклад будет наблюдаться при низком

§ 3] ШИРИНА И СДВИГ ЧАСТОТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ 61

давлении паров, когда длина свободного пробега ограни­чивается лишь стенками ячейки или кюветы с газом.

Допустим, что в каждой половине ячейки магнитное поле Я равно Я = Я0 ± АЯ/2. Так как v = v0 + а Я2, резонансные частоты при АЯ0 отличаются на 2аЯ АЯ. Если среднее число столкновений атома со стенкой за время когерентности равно п (считается, что эти соударения не воздействуют на внутреннее состояние атомов), а сред­нее время между соударениями равно tQ, то средний изли­шек времени, проводимый атомом в одной половине ячей­ки по сравнению со второй, приводящий к потере когерент­ности, равен 2nl:t0. (Среднеквадратичное отклонение при N равновероятных реализациях равно У N.) Для потери когерентности достаточно, чтобы среднеквадратичные флуктуации фазы достигли, например, 2п. Это приводит к условию

2я • 2пМъ (2 аН А Я) ж 2л. (3,7)

Вклад в ширину линии обратно пропорционален времени потери когерентности, nt0. Преобразуя (3,7) и воспользо­вавшись (3,1), получим

2Av = *-±- = 16а%Н1(АН)\* (3,8)

Для цезия при Я0 = 0,05 э, А Я = 0,005 э, tQ = 10~4 сек, ац = 426 гц/э2 2Av ^ 2,5-10-5 гц. Для водорода при Яс = = 10-2 э, АН = 10\_3 э, г'о^З-Ю-5 сек, а — 2,75 /сг^/э2 2Av ^ 4 \*10-7 гц.

Не следует думать, что эти вклады всегда так малы. Встречаются случаи, когда они весьма существенны. На­пример, для переходов (F — I, тр = ± 1) ^ (F = 0, тр = 0) водЬрода при тех же условиях максимальный вклад в ширину линии 2Av ^ 240 гц. Причина состоит в том, что частота этих переходов сильно зависит от поля. Аналогич­ным образом можно рассмотреть влияние на ширину спект­ральных линий молекул неоднородного постоянного внеш­него поля.

1. Рассмотрим зависимость ширины линии от времени пребывания рабочих атомов или молекул в резонаторе стан­дарта частоты. За исключением случая цезиевого атомно­лучевого стандарта частоты, который описан в § 9, иремя

62 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

пребывания рабочих атомов в резонаторе есть одновремен­но и время взаимодействия с резонансным СВЧ-излучением. Поэтому для оценки вклада в ширину линии можно вос­пользоваться формулой (3,1). Для стандартов частоты на пучках молекул этот вклад обратно пропорционален вре­мени пролета сквозь резонатор. Например, для аммиака при 300° К (средняя скорость молекул по порядку вели­чины равна 5 \*104 см/сек) при длине резонатора 10 см вклад в ширину линии равен по порядку величины нескольким килогерцам. Время пребывания атомов в резонаторе водо­родного генератора рассчитывается другим способом. В водородном генераторе пучок отсортированных атомов влетает в колбу, помещенную в резонатор. Атомы, по­павшие в колбу, многократно соударяются со стенками, на которые нанесены специальные покрытия для того, чтобы при соударениях со стенкой атомы водорода не меняли свое энергетическое состояние. В конце концов атомы вылетают из колбы сквозь входное отверстие. Время пребывания ато­мов в резонаторе примерно равно времени пребывания атомов в колбе и оценивается следующим образом. Если входной поток имеет интенсивность / атомов в секунду, площадь входного отверстия колбы равна А, количество атомов в 1 см3 объема колбы N, объем колбы V, средняя скорость атомов и, то для стационарного случая, когда входной поток равен выходному, получим

где К — числовой коэффициент, характеризующий геомет­рию колбы; К = 1 для короткого тонкого входного канала. Легко видеть, что

где т — среднее время пребывания атомов в колбе. Под­ставляя значение N в (3,9), получим

NuA \_ г  
4/С ’

(3,9)

-= *AKV*

иА

(3,10)

Для водорода при комнатной температуре и = 3 -105 см/сек, и если диаметр входного отверстия взять равным 2 мм, а диаметр сферической колбы 16 см, вклад в ширину

§ 3] ШИРИНА И СДВИГ ЧАСТОТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ 63

линии за счет конечного времени пребывания будет поряд­ка 1 гц.

1. Перейдем к рассмотрению влияния различных типов соударений на ширину линии. При этом рассмотрим со­ударения со стенками, соударения рабочих атомов или моле­кул друг с другом, соударения рабочих атомов с атомами или молекулами инертных буферных газов и покрытий. Одновременно обсудим влияние соударений на сдвиг час­тоты эталонных переходов. Соударения могут быть двух типов — сильные соударения и слабые соударения. После сильного столкновения атом (или молекула) переходит на другой энергетический уровень или связывается вследствие химической реакции и поэтому больше не участвует во взаимодействии с радиочастотным полем на частоте эталон­ного перехода. Этот случай эквивалентен обрыву цуга. Очевидно, что вклад сильных соударений в ширину линии пропорционален числу соударений в единицу времени. Сильные соударения практически не дают вклада в сдвиг линий. Во время слабых соударений не происходит пере­ходов между различными состояниями рабочих атомов или молекул, а лишь изменяется положение энергетических уровней. Каждое соударение сопровождается скачком фа­зы ^-функции, примерно равным произведению сдвига час­тоты эталонного перехода во время соударения на длитель­ность соударения. Накапливаясь, эти скачки приводят к к потере когерентности.

Столкновения со стенками, не защищенными специаль­ными покрытиями, являются типичными сильными соуда­рениями. Эти столкновения могут оказаться существенны­ми для щелочных атомов, заключенных в стеклянные колбы- ячейки. Такие ячейки используются в стандартах частоты с Оптической накачкой. Если давление газа в колбе мало и каждое соударение с поверхностью стекла приводит к изменению взаимной ориентации спинов ядра и электрона, то вклад в ширину линии будет определяться средним вре­менем между соударениями со стенкой. Это время зависит от формы ячейки и пропорционально отношению поверх­ности стенок 5 к объему ячейки V (см. [2]).

Ширина линии в этом случае определяется по формуле



(3,11)

64 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ (ГЛ. I

где М — атомный вес, R — газовая постоянная, R = kN а, где k — константа Больцмана, NА — число Авогадро. Пусть, например, (S/V) = 1,5 при диаметре ячейки 2 см, Т = 300° К, тогда 2Av ^ 2,6 кгц. Вклад соударений со стенками в ширину линии можно уменьшить, вводя в ячей­ку буферный газ, увеличивающий время диффузии к стен­кам, или нанося на стенки специальные покрытия.

Сделаем несколько замечаний о влиянии взаимных соударений атомов или молекул рабочих веществ на шири­ну линии эталонного перехода. Молекулы веществ, ис­пользуемых в квантовых стандартах частоты, обладают электрическими дипольными моментами, в то время как в основном состоянии щелочные атомы и водород имеют лишь магнитные дипольные моменты. Поэтому при соуда­рениях молекул, вследствие сильного электрического ди- поль-дипольного взаимодействия, происходят переходы между различными энергетическими состояниями молекул, что вызывает заметное увеличение ширины линий. Особен­но нежелательны такие соударения в активных стандартах частоты, так как они не только влияют на ширину ли­нии, но и уменьшают количество возбужденных молекул, способных отдать свою энергию в виде резонансного излу­чения. Это является одной из причин того, что в молеку­лярных генераторах используют пучки молекул, так как в пучках количество межмолекулярных соударений мало. При этом вкладами соударений в ширину эталонных ли­ний молекулярных генераторов можно пренебречь. Взаим­ные соударения атомов играют большую роль в активных стандартах частоты на водороде и рубидии, а также в пас­сивных стандартах частоты с оптической накачкой, в ре­зонаторах которых атомы движутся хаотически. Вклад соударений щелочных атомов или водорода в ширину ли­нии 0 — 0-перехода определяется магнитным дипольным и обменным взаимодействиями (см. [И] и [12]). По порядку величины энергия магнитного диполь-дипольного взаимо­действия равна (x|/d3, где d — расстояние между взаимо­действующими атомами, |лв— магнетон Бора. Если при­нять, что взаимодействие эффективно на расстояниях d^lO^CM, и считать, что длительность столкновения ' (d/u) -10-13 сек (и — средняя скорость атома), то,

§ з] ШИРИНА И СДВИГ ЧАСТОТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ 65

полагая, что и ~ 2-104 см/сек, можно оценить вероятность перехода в сверхтонкой структуре вследствие диполь-ди- польного взаимодействия при столкновениях. В первом приближении теории возмущений вероятность переходов между уровнями сверхтонкой структуры, вызванных ма­гнитным диполь-дипольным взаимодействием при столкно­вениях, пропорциональна квадрату произведения энергии взаимодействия на длительность взаимодействия. Фактор пропорциональности равен (1/Я)2. Таким образом,

1. ^2

^7дип.-дип^-р--^г-^2 = 1,6-Ю"3 на столкновение. (3,12)

Это означает, что только в 0,16% случаев соударения ато­мов в газе будут сопровождаться переходами вследствие магнитного диполь-дипольного взаимодействия. Обменное взаимодействие значительно сильнее влияет на внутрен­нее состояние сталкивающихся атомов. Напомним, что полная волновая функция системы электронов должна быть антисимметричной, т. е. если спиновая ^-функция симметрична, то должна быть антисимметрична простран­ственная -^-функция, и наоборот. Полная волновая функция равна произведению спиновой и пространственной ■ф-функ- ций. Это правило устраняет возможность существования электронов с совершенно одинаковыми волновыми функция­ми (запрет Паули). Если щелочные атомы сближаются, то на электроны, состояния которых описываются простран­ственно-антисимметричной волновой функцией, все время действуют силы отталкивания, а при сближении атомов, состояния электронов которых описываются пространствен­но-симметричной волновой функцией, сначала действуют силы Притяжения, которые переходят в силы отталкива­ния только тогда, когда в результате соударения начнут деформироваться замкнутые внутренние электронные обо­лочки атомов. При описании соударений с обменом при­ходится использовать смесь пространственно-симметрич­ных (спиновый синглет) и пространственно-антисимметрич­ных (спиновый триплет) волновых функций, описывающих состояние квазимолекулы, образующейся в момент соуда­рения. Атомы обменивают электронные спины с частотой, равной (V t—Vs )/h, где Vt—Vs — разность энергий

1. **В. В. Григорьянц**

**66** ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ trjl. I

триплетного и синглетного электронно-спиновых состояний двухатомной квазимолекулы. Если столкновение длится достаточно долго, так что обмен происходит несколько раз, то с вероятностью 1/2 данный атом выйдет из столкновения с новой ориентацией валентного электрона. Общее измене­ние состояния сталкивающихся атомов определяется фазо­вым сдвигом:

Ф<8 =2яЦ V‘~V‘-dt, (3,13)

где интеграл берется за время столкновения.

В случае преобладания симметричной ^-функции стал­кивающиеся атомы сближаются сильнее. При этом взаимо­действие, а следовательно, и фазовый сдвиг увеличиваются, причем последний определяется главным образом симмет­ричной частью ^-функции. Оценим эффективное сечение соу­дарений, сопровождающихся сильным обменным взаимодей­ствием. Кинематику столкновений можно рассматривать классически, так как для получения оценки достаточно рассматривать случаи, когда угловые моменты атомов от­носительно центра масс довольно велики. Межатомные силы для данного мгновенного расстояния между ядрами можно считать равными силе, возникающей в конфигура­ции атомов, покоящихся в том же положении.

При небольших угловых моментах сталкивающихся ато­мов все столкновения будут сильными, так как силы при­тяжения будут сближать атомы до тех пор, пока не начнет действовать отталкивание замкнутых электронных оболо­чек атомов. Таким образом, атомы пройдут сквозь область больших обменных энергий. Результатом такого столкно­вения будет сдвиг фазы ^-функции на сотни радиан.

При наличии большого углового момента возникает центробежный потенциальный барьер, уменьшающий обмен. Для данной начальной кинетической энергии Е существует критическое прицельное расстояние R0, определяющее ха­рактер столкновений.

Если прицельное расстояние равно R0, атом приходит на вершину потенциального барьера с нулевой скоростью. Если прицельное расстояние меньше R0, то атом пройдет потенциальный барьер и дойдет до отталкивающих замк­нутых оболочек второго атома. Если прицельное растоя-

§ 3] ШИРИНА И СДВИГ ЧАСТОТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ 67

ние больше R0, существенного обменного взаимодействия не будет.

Величины потенциала V (d) для водорода при 2а0 < d < 6а0 (а0 — радиус атома водорода) даны в книге Хирш- фельдера и др. (см. [13]), что позволяет оценить R0 (Е) и сечение соударений для водорода. Это сечение равно

* 4,5-10~1Ъ см2. В парах щелочных элементов сечение соуда­рений с обменом спинов равно — 5 -10-14 см2 (см. [14, 15]). Оба приведенных значения сечений столкновений с сильным обменным взаимодействием больше, чем газо­кинетические сечения соударений этих атомов, и, следо­вательно, значительно больше, чем сечение соударений с сильным магнитным диполь-дипольным взаимодей­ствием.

Оценим теперь вклад обменного взаимодействия в пред­положении, что сечение соударений сгобм равно 5-10-14 см2, а давление паров равно 10~6 мм рт. ст. Так как, согласно элементарной теории соударений, время между соударе­ниями

то

2Av=-JF = -^ncio6„S»6-10-10rt гц, (3,15)

где п — число атомов в см3. При п ^ 3 -1010 см3 получим 2Av = 18 гц.

Экспериментальные оценки дают для водорода 2Av = = 15 гц [12] при п = 3 -1010.

Следующим фактором, влияющим на ширину спектраль­ной 5шнии, являются соударения с молекулами буферных газов или защитных покрытий стенок рабочих ячеек стан­дартов. Так как такие соударения не играют роли в моле­кулярных генераторах на пучках молекул, рассмотрим вклады этих соударений только применительно к атомам щелочных элементов и водороду. Взаимодействия при этих соударениях имеют аналогичную природу и различаются лишь длительностью и величиной. Поэтому соударения с атомами буферных газов и молекулами покрытий будут рассматриваться одновременно. В качестве буферных газов

з\*

68 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

выбираются химически инертные газы, например: благород­ные газы, азот, водород, метан. Для покрытий исполь­зуются инертные молекулярные соединения: парафины, фторуглеродные соединения, полисилоксаны. Соударения щелочных атомов и водорода с молекулами буферных газов и покрытий могут быть как сильными, так и слабыми. Рас­смотрим сначала влияние слабых соударений.

При слабых соударениях взаимодействие щелочных атомов с атомами буферного газа или молекулами покрытия можно рассматривать как сумму сил притяжения Ван-дер- Ваальса и сил отталкивания, связанных с запретом Пау­ли и возникающих при наложении пространственных элек­тронных ^-функций атомов. Подобные взаимодействия ще­лочных атомов с инертными газами и с парафиновой матрицей рассмотрены соответственно в [16] и [17]. Пока ^-функции электронов взаимодействующих атомов не пе­рекрываются, взаимодействие определяется различными мгновенными мультипольными моментами. Возникают силы притяжения, уменьшающие плотность заряда валентного s-электрона в области ядра атома щелочного элемента, что приводит к уменьшению энергии взаимодействия спинов ядра и электрона [2]. При сближении сталкивающихся атомов ^-функции электронов налагаются, и, вследствие за­прета Паули, возникают силы отталкивания, которые, сжи­мая орбиту валентного s-электрона, увеличивают плотность заряда в области ядра, в результате чего увеличивается сверхтонкое расщепление уровней. Результирующий сдвиг частоты соответствующего перехода между уровнями сверх­тонкого расщепления зависит от суммарного влияния этих взаимодействий при столкновениях. Указанные сдвиги частоты рассчитаны полуэмпирическим методом в [18]. Квантовомеханический расчет сдвига частоты водорода при столкновениях с гелием, не требующий определения допол­нительных параметров, проведен в [19].

Слабые столкновения удобно характеризовать величи­ной скачка фазы за одно столкновение:

ф = ^»У„0)-«1Г(Г,.0?Д- (316)

Здесь bW—-изменение энергий уровней с данным F при

§ 3] ШИРИНА И СДВИГ ЧАСТОТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ 69

rtip — 0 во время столкновения Fx = I — , F2 = I .

Интегрирование ведется по всему времени соударения.

Введя таким образом понятие скачка фазы в течение од­ного соударения, можно легко оценить вклад адиабатиче­ских соударений в ширину спектральных линий. Для этого нужно сосчитать время потери когерентности, которое рав­но времени, за которое среднеквадратичный набег фазы превысит я. Этот набег равен дисперсии скачка фазы при соударениях, умноженной на среднеквадратичное откло­нение числа столкновений от среднего числа соударений. Дисперсия скачков фазы оценивается следующим образом. Допустим, что вероятность появления данного скачка фазы ф при столкновении имеет экспоненциальное распре­деление (частный случай распределения Пуассона):

ф

*3>(<f) = ±e* \ (3,17)

Ф

где ф —■ средний фазовый сдвиг за столкновение. С учетом

1. дисперсия ф равна

Y Дф2 = 1/"(ф ф)2^:]^2— (ф)2 = ф. (3,18)

Среднеквадратичное отклонение числа столкновений за промежуток времени т от среднего числа столкновений Z равно ]/Z (см. [20]). Как уже указывалось, когерентность нарушается, если среднеквадратичный набег фазы значи­тельно больше я. Для оценки удобно взять

*fzYl£f\*==yz* • ф 1 *рад*

или

Z>—i-. (3,19)

(ф)» '

Очевидно, что время потери когерентности равно t = Zx0^>

"> , где т0—-среднее время между соударениями, а (ф)2

вклад в ширину линии (см. (3.1)) 2Av = (ф)2/ят0.

Таким образом, для оценки вклада слабых соударений в ширину линии необходимо знать порядок величины сред­него скачка фазы. Эта величина определяется сдвигом

70 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ СГЛ. I

частоты нашего перехода во время соударения, а также дли­тельностью соударения (или адсорбции атомов на покры­тии). При соударениях с покрытием время адсорбции свя­зано с энергией адсорбции ЕаАС соотношением

/аде = 0 ехр , (3,20)

где © — период колебаний атома, адсорбированного на по­верхности покрытия. Примерная величина ® для тяжелого атома равна 10-12 сек. Величину энергии адсорбции, а так­же ее влияние на сдвиг частоты 0 — 0-перехода можно по­лучить с помощью следующих рассуждений. Так как силы Ван-дер-Ваальса являются более дальнодействующими, чем обменные, а столкновения со стенкой, состоящей из сравнительно тяжелых молекул, можно считать в некоторой степени эквивалентными столкновениям с атомами тяжелых буферных, газов (Кг, Хе), то обменным взаимодействием можно пренебречь. Следовательно, механизм адсорбции полностью обязан неполярным силам Ван-дер-Ваальса, так что взаимодействие между двумя атомами имеет вид (см. [13])



где В, С и D — постоянные. Здесь первый член обязан диполь-дипольному взаимодействию, второй — диполь-квад- рупольному и т. д. Обычно все члены, кроме первого, отбра­сываются, однако для тяжелых щелочных атомов второй не является малым.

Так как силы Ван-дер-Ваальса аддитивны, полную энер­гию адсорбции атома на поверхности можно получить, просуммировав взаимодействия со всеми молекулами по­верхности. В случае, когда в (3,21) учитывается только пер­вый член, полная энергия адсорбции равна

£w = -B(-2L\_V (3,22)

' аде '

где п — число атомов в см3 тела, гадс — среднее расстояние адсорбированного атома от поверхности. Константа В за­висит от поляризуемости и энергии возбуждения взаимо­действующих частиц. Для случая щелочного атома и не­

§ 3J ШИРИНА И СДВИГ ЧАСТОТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ 71

полярной поверхности В равно (см. [13], стр. 963)

*В = ^оапАЕ АЕ'+1* ; (3,23)

а и ап — поляризуемости адсорбированного атома и моле­кул поверхности, АЕ — разность энергий между S- и Р- уровнями щелочного атома, / — средняя энергия иониза­ции молекул поверхности. В нашем случае гадс можно счи­тать равным сумме газокинетических радиусов атома и поверхности.

Влияние сил Ван-дер-Ваальса на сдвиг частоты 0—0- перехода при столкновениях в газе рассмотрено в [18], [19]. С хорошим приближением можно считать, что измене­ние величины сверхтонкого расщепления связано с энер­гией ван-дер-ваальсова взаимодействия в газе следующим образом:

6 (hv0) = EBBhv0 ("д£^гг “ 7^) ’ (3,24)

hv0 — энергия сверхтонкого расщепления, / — средний потенциал ионизации атомов инертного газа, /и — потен­циал ионизации щелочного атома.

Этот результат можно считать справедливым и для ато­ма, адсорбированного на поверхности, хотя в этом случае потенциал ионизации известен лишь по порядку величины, а энергию взаимодействия Ван-дер-Ваальса нужно заме­нить на энергию адсорбции.

В случае, когда время адсорбции велико по сравнению с временем подхода к стенке, (3,16) переходит в

$ = 6 (3,25)

где /адс — среднее время адсорбции. Из уравнений (3.20), (3.22) — (3.25) получим:

г-, / лп \ 3 / AEI

72 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

Уравнение (3,28) показывает сильную зависимость <р от параметров адсорбции. Например, если Еадс = 10 kT, то десятипроцентное изменение га меняет ф в 3,3 раза. Уравнение (3,28) можно использовать при сравнении ка­чества различных поверхностей.

Оценим порядок величины ф, используя следующие зна­чения параметров при адсорбции цезия на поверхности углеводородов: гадс = 4,4-10-8 см, п = 4-1022 см~3, ап = =2,3 -10-24 см3, а - 60 -10-24 cms, v0 = 9 -Ю9 гц, 0 = 10-12 сек, ДЕ = 3,9 эв, I = 3,5 эв. Получим ф^ 1,4-Ю-1 рад на столкновение.

При оценке вклада слабых соударений в ширину линии предпочитают использовать эмпирические значения скач­ков фазы, измеренные по сдвигам частоты 0—0-перехода. Сдвиги частот 0—0-перехода экспериментально изучены в [12], [21] (см. также таблицы 8, IV и 8, V). Как уже отмечалось выше, сдвиг частоты связан со средним скачком фазы за соударение ф и средним временем между соударе­ниями т0 простым соотношением:

(3-29>

Так как эти сдвиги пропорциональны числу соударений, то они линейно зависят от давления буферного газа и об­ратно пропорциональны линейным размерам ячеек.

Так как вклад слабых соударений в ширину линии равен 2Av = (ф)2/ят0, его легко подсчитать. Для инерт­ных буферных газов даже при давлениях порядка 1 — 10 мм рт. ст. этот вклад обычно не превышает 1 10 гц (под­робнее см. в § 8, посвященном стандартам частоты с оптиче­ской накачкой). Соударения щелочных атомов с защитным покрытием дают в ширину линии больший вклад. Напри­мер, полная потеря когерентности происходит примерно после каждых 100 соударений атомов цезия с парафиновым покрытием. При размерах ячейки — 10 см и скорости ато­мов порядка 104 см/сек это дает вклад в ширину линии по­рядка 10 гц.

Сдвиги частоты, возникающие вследствие адиабатических соударений, зависят от температуры. Дело в том, что при изменении температуры меняются сечения и длительность соударений. Это влечет за собой изменение величины

§ 3] ШИРИНА И СДВИГ ЧАСТОТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ 73

скачков фазы и сдвигов частоты. Зависимость частоты

О — 0-перехода от внешних условий ограничивает область использования стандартов частоты на парах щелочных элементов. Они используются только как вторичные стандар­ты, нуждающиеся в калибровке по эталонам частоты.

Водородный генератор, несмотря на использование по­крытий, обладает значительной стабильностью частоты. Это объясняется слабой поляризуемостью водородных ато­мов, вследствие чего скачки фазы при соударениях с покрытиями малы.

Сдвиги частоты в различных буферных газах имеют разные знаки в зависимости от того, какое взаимодействие преобладает при столкновениях. Если преобладает оттал­кивание электронов рабочих атомов, связанное с запретом Паули, то частота 0 — 0-перехода повышается.

Если преобладает ван-дер-ваальсово взаимодействие, частота 0 — 0-перехода понижается. Повышение частоты происходит при взаимодействии щелочных атомов с лег­кими инертными атомами и молекулярным водородом, по­нижение — при взаимодействии с более тяжелыми и легче поляризующимися атомами. Взаимодействие атомов со сравнительно тяжелыми молекулами покрытия всегда при­водит к понижению частоты 0 — 0-перехода.

Сдвиг частоты, вносимый буферными газами, можно в значительной степени скомпенсировать, используя смеси газов, дающих сдвиги разных знаков (см. раздел, посвящен­ный стандартам частоты с оптической накачкой).

Перейдем к рассмотрению сильных соударений атомов с молекулами буферных газов или покрытий. Как уже отме­чалось выше, и при сильных соударениях щелочных атомов возможны два типа взаимодействия. Это или магнитное диполь-дипольное взаимодействие между магнитным мо­ментом электрона щелочного атома и ядрами атомов бу­ферного газа или молекулами покрытия, или спин-орби- тальное взаимодействие. Последнее обусловлено взаимо­действием спина электрона щелочного атома с магнитным полем, возникающим при искажении орбитального движе­ния электронов при столкновении. При столкновении ато­мов рубидия с атомами гелия это поле равно нескольким гауссам, при столкновениях с атомами ксенона — несколь­ким тысячам гаусс. Так как длительность соударений в газе

**74**

ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

очень мала, эффективное сечение сильных столкновений гораздо меньше газокинетического сечения, другими сло­вами, сильные соударения в газе происходят значительно реже, чем соударения, в результате которых изменяется кинетическая скорость атомов.

Сходный механизм действует при столкновениях щелоч­ных атомов с полярными молекулами. Такие молекулы, как, например, молекулы алифатических кетонов СпН2п+2СО, могут входить как загрязнения в парафины, использу­емые в качестве защитных покрытий. На расстояниях около трех' ангстрем от функциональной группы кетона на щелоч­ной атом будет действовать электрическое поле порядка 108 в/см. В результате эффекта Штарка уровни щелочного атома сместятся, причем к основному 5-состоянию под­метаются P-состояния, в которых электрон имеет от­личный от нуля орбитальный момент, т. е. атом поля­ризуется и приобретет отличный от нуля орбитальный момент даже в основном состоянии. Если электрический дипольный момент молекулы равен 1,5 -10-18 ед. СГСЭ, а расстояние между молекулой и атомом — три ангстрема, то магнитное поле, действующее на магнитный спиновый момент, будет порядка 104 э. Этим эффектом объясняется, например, быстрая релаксация щелочных атомов при до­бавлении полярных молекул в буферный газ. Эксперимен­тально установлено, что неадиабатические переходы при сильных соударениях в газе вызываются спин-орбиталь- ным взаимодействием примерно на порядок чаще, чем маг­нитным диполь-дипольным взаимодействием. Это было ус­тановлено в результате измерений времени релаксации при замене буферного газа — водорода, обладающего срав­нительно большим ядерным магнитным моментом, на дей­терий, обладающий меньшим ядерным моментом. Если бы релаксация при столкновениях определялась диполь-ди- польными взаимодействиями, то при замене водорода на дейтерий время релаксации должно было бы увеличиться примерно на порядок, однако при эксперименте это не наблюдается.

Отличие сильных соударений с покрытием от сильных соударений в газе состоит в том, что при взаимодействии с покрытием главную роль играет не спин-орбитальное, а диполь-дипольное взаимодействие. Сталкиваясь со стенкой,

§ 3] ШИРИНА И СДВИГ ЧАСТОТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ 75

атомы обычно прилипают к ней и проводят на ней некоторое время (адсорбируются). Хотя время адсорбции значительно больше времени упругого столкновения в газе, это не ве­дет к увеличению эффективности спин-орбитального взаи­модействия. Причина заключается в том, что адсорбиро­ванные атомы не находятся на одном месте. В результате тепловых флуктуаций атом может перескакивать с одного места на другое, причем энергия адсорбции в разных точ­ках стенки оказывается различной. При изменении на­правления миграции атома по покрытию меняется и знак спин-орбитального взаимодействия. Поэтому при мигра­ции атома по поверхности это взаимодействие усредняет­ся, так ’что, по существу, время спин-орбитального взаи­модействия равно не времени адсорбции, а времени, в те­чение которого взаимодействие коррелировано. Это время равно примерно 10-12 сек, что по порядку величины равно времени упругого столкновения. В противоположность этому магнитное диполь-дипольное взаимодействие суще­ственно в течение времени, пока сохраняется взаимное расположение спинов атомов поверхности, взаимодейству­ющих с электронным спином щелочного атома. Это время по порядку величины равно 4-10-10 сек (время релаксации магнитных дипольных моментов). Уже при энергиях ад­сорбции ~ 5 ккал/молъ оно будет меньше времени адсорбции (см. (3,20)), поэтому результат диполь-дипольного взаимо­действия будет определяться не временем адсорбции, а временем корреляции взаимодействия. Так как скорость релаксации пропорциональна произведению величины взаимодействия на его длительность, то, несмотря на мень­шую величину диполь-дипольного взаимодействия, оно являётся главной причиной релаксации на покрытии. В газе, где при столкновениях оба взаимодействия длятся одинаковое время, преобладает более сильное спин-орби- тальное взаимодействие. Экспериментально установлено, что вклад сильных столкновений в ширину линии Rb87 при парафиновом покрытии ячейки диаметром 3 см равен —’ 12 гц. При использовании дейтерированных парафинов он составляет — 4 гц. В случае атомарного водорода, вследствие его малой поляризуемости, вклад сильных столкновений уменьшается почти на порядок. Вклад сильных соударений с буферным газом также невелик

76 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

(см. таблицу сечений сильных соударений для Rb87 в бу­ферных газах, табл. 8, III).

Заканчивая обзор влияния сильных столкновений на ширину линии, рассмотрим соударения, сопровождающиеся химической реакцией. Реакция произойдет лишь в том слу­чае, когда атом обладает достаточно большой кинетической энергией, по крайней мере равной энергии активации реак­ции Еа. Исходя из максвелловского распределения скоро­стей в газе, можно рассчитать частоту, число соударений в единицу времени, при которых каждый атом, обладая нужным запасом кинетической энергии, будет сталкиваться с поверхностью покрытия. Это число g будет равно

g=Srexp=\*r'’ (3’30)

й — (3RT/M)t/2 — средняя скорость атомов, I — длина свободного пробега. В сферической ячейке диаметром Ф при достаточно малом давлении буферного газа I равняется 2/з Ф. Известно, что реакция Н + С2Н6 -\*■ Н2 + С2Н5, аналогичная реакциям с покрытием, идет в газе с энерги­ей активации 6,4 ккал/моль. Предполагая, что для ре­акции водорода с парафином £a ~ 7 ккал(тлъ получим, что вклад в ширину линии равен примерно 1 гц. В дейст­вительности этот вклад еще меньше, так как в водородных генераторах для покрытий обычно используют не парафины, а фторопласты, для которых энергия активации реакции с водородом значительно выше. Для щелочных атомов фто­ропласты использовать нельзя, потому что энергия акти­вации реакции в этом случае очень мала.

Вредное влияние химических реакций обусловлено не столько тем, что они связывают рабочие атомы, сколько тем, что при реакции выделяются газы; это в конечном счете может привести к весьма заметному сдвигу частоты стандарта. Выделение газов особенно опасно в отпаянных ячейках с покрытиями. В этом случае необходимо прини­мать специальные меры предосторожности, например вво­дить геттеры, поглощающие газы, выделяющиеся при реакции.

1. Большой вклад в ширину линии дает эффект Доппле­ра. Как известно (см. [1, 2]), в результате этого эффекта

§ 3] ШИРИНА И СДВИГ ЧАСТОТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ 7?

частота излучения движущихся атомов изменяется про­порционально отношению проекции скорости атома на направление наблюдения к фазовой скорости электромаг­нитного излучения в том же направлении (линейный эффект Допплера). Так как величина и направление скоростей различных атомов распределены хаотически, то излучение каждого из них сдвинуто по отношению к частоте излуче­ния неподвижного атома. Для максвелловского распределе­ния скоростей относительный вклад эффекта Допплера в ширину линии 2AvH/v0 равен (см. [2])

^ = 4/^Ш2\*7,16.10- /Z, (3,31)

где v0 — частота излучения неподвижного атома, с — ско­рость света, Т — температура газа, М — атомный вес.

В большинстве практически интересных случаев ]/ Т/М больше единицы, так что относительный вклад в ширину линии превышает 10~6. Поэтому необходимо принимать специальные меры для его уменьшения. В молекулярном или атомном пучке средняя величина проекции скорости атомов на направление распространения пучка не равна нулю, поэтому в этом случае эффект Допплера может давать не только уширение, но и сдвиг частоты эталонной линии. Чтобы устранить влияние эффекта Допплера в мо­лекулярных генераторах, выбирают рабочий резонатор с таким типом колебаний, для которого фазовая скорость установившейся электромагнитной волны в направлении распространения пучка равна бесконечности. В стандартах с оптической накачкой влияние эффекта Допплера на ши­рину линии снижают, вводя в рабочую ячейку инертный буферный газ, сокращающий длину свободного пробега атомов используемого щелочного элемента. Можно пока­зать, что если длина свободного пробега атомов значитель­но меньше длины волны 0 — 0-перехода, то вклад эффекта Допплера будет определяться не тепловой скоростью, а скоростью диффузии атомов в буферном газе. Сужение ли­нии, которое при этом происходит, можно пояснить с помощью следующей модели. Пусть атом, излучающий электромагнитную волну частоты v0, совершает одномер­ное движение со скоростью и между двумя стенками,

78 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ 1ГЛ. I

соударения с которыми не возмущают взаимную ориентацию спинов ядра и электрона атома. Наблюдатель, смотрящий вдоль направления движения атома, видит то излучение с частотой v0 (1 + и/с), когда атом летит к нему, то излуче­ние с частотой v0 (1 — и/с), когда атом удаляется. Это не что иное, как частотно-модулированное колебание с несу­щей частотой v0 и частотой модуляции Q = а/21, где I — расстояние между стенками, а а — скорость атома. Сбли­жение стенок увеличивает частоту модуляции, причем бо­ковые компоненты спектра наблюдаемых колебаний рас­ходятся все дальше и дальше от несущей частоты. Атомы инертного газа, снижая длину свободного пробега рабочих атомов, играют роль таких стенок. Линия, ширина и фор­ма которой раньше определялись эффектом Допплера, при добавлении буферного газа приобретает форму узкого пика, сопровождающегося широкими слабыми крыльями. Шири­на пика определяется уже не скоростью теплового движе­ния атомов, а скоростью их диффузии.

Согласно [22], в одномерном случае величину вклада эф­фекта Допплера в ширину линии можно рассчитать следую­щим образом. Пусть атом\излучает плоскую волну

X = c/v0 — длина волны, со0 = 2яг0 тЬ iy, где у учитывает затухание, х — координата атома. Спектр излучения атома дается преобразованием Фурье для (3,32) (см. [20]):

Пусть Ах = х (t) — х (t'), х = t — t'. Движение от­дельных, атомов определяется уравнением диффузии

$[t) = 0 при / = 0, $(t) =



при t^> 0; (3,32)

00 00

о о

о о

X ехр [/ (щ — ю) V + dtdt', (3,33)

где coj = 2rtv — t'y.

***dW DdW  
dt ~ dx*2 ’**

(3,34)

W — вероятность перемещения на расстояние Ах за вре­

§ 3] ШИРИНА И СДВИГ ЧАСТОТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

**79**

мя т, D = (1/3) til — коэффициент диффузии. Решение уравнения (3,34) примет вид

Усредняя экспоненциальный фазовый множитель в подынтегральном выражении (3,33), зависящий от положения атома, по ансамблю подобных невзаимодействующих ато­мов, получим

при *т =* 1/4 *D*т, *b = 2п/Х.*

Предполагая, что Лих независимы, получим из (3,34) с учетом (3,37)

Так как обычно затухание у<^4я2 D/Л,2, получаем:

В трехмерном случае\* расчет можно провести, не поль­зуясь явно уравнением диффузии (3,34), а воспользовав­шись статистическим методом, разработанным при расчете спектра радиоволн, рассеянных на блуждающих неодно­родностях 123],



(Дх)а 1 4Dt ’

(3,35)

тг " — 2т (х — х')

Q — ехр \ — = ехр

Л J

— 4jt2Dt

(3,36)

так как



*л*

*ш*

(3,37)

—00

00 00

А |Ч ( Q ехр [i (ю0— о))/] ехр [—i (a>J— to)/'] dtdt'.

о о

(3,38)



D\_

*Г-*

(3,39)



Вклад в ширину линии равен

2Av = 4-^«2,7l.2Avfl.

(3,40)

80 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

Метод заключается в нахождении функции корреляции скорости атомов, которая связана определенным соотно­шением со спектром излучения атомов. Оценки влияния эффекта Допплера на ширину линии, проведенные данным методом, совпадают с выражением (3,40).

В водородном генераторе от эффекта Допплера удается избавиться благодаря использованию рабочей ячейки, диа­метр которой меньше половины длины волны 0 — 0-пере­хода. Как уже указывалось выше, в этом случае быстрое хаотическое движение атомов между стенками, расположен­ными на расстоянии d<^.X/2, приводит к тому, что линия излучения водорода сужается, но получает широкие сла­бые крылья. Вклад эффекта Допплера в ширину линии сво­дится к малой величине\*).

Уширение и сдвиг эталонной линии могут быть вызваны наложением соседних линий в спектре атомов или молекул рабочего вещества. В молекулярных генераторах такие вклады дают прежде всего неразрешенные (неразличимые) компоненты сверхтонкой структуры. В отсортированном пучке соотношение населенностей подуровней сверхтонкой структуры меняется, что приводит к искажению формы и сдвигу частоты рабочей линии (см. § 6).

Линии сверхтонкой структуры, которые не налагаются непосредственно на рабочую линию, но расположены дос­таточно близко от нее, тоже могут влиять на ее положение и ширину в результате наложения крыльев этих линий на центральную часть рабочей линии.

Это имеет место в стандартах частоты на парах щелоч­ных элементов и водороде, работающих в малых магнитных полях, когда становится ощутимым влияние крыльев линий переходов с AF = 1, Атр = ±1. Однако вклады линий, расположенных симметрично относительно 0 — 0-пере­хода, взаимно компенсируются, поэтому их общий вклад в сдвиг рабочего перехода невелик.

Подводя итоги обсуждения влияния различных факто­ров на ширину и сдвиг частоты линий, используемых в квантовых стандартах частоты, • отметим, что основной вклад в' ширину перехода в сверхтонкой структуре водо­

**\*) Дополнительный вклад в ширину и сдвиг линии вносит ква­дратичный эффект Допплера, пропорциональный и2/с2. За исклю­чением случая легких атомов водорода, этот вклад пренебрежимо мал.**

§ 4] ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С ПОЛЕМ 81

рода и водородоподобных атомов дают соударения рабочих атомов друг с другом и соударения с буферным газом и покрытиями ячеек. Те же соударения дают основной вклад в сдвиг частоты 0 — 0-перехода. (Здесь не учитываются сдвиги частоты, связанные с техникой наблюдения спект­ральных линий.)

Если не учитывать влияние неразрешенной сверхтонкой структуры, зависящее от выбора рабочих линий, то основ­ной вклад в ширину линий, используемых в молекулярных генераторах, связан с конечностью времени пролета через резонатор [25]. Сдвиг частоты этих линий определяется эффектом Допплера из-за наличия бегущей волны в резо­наторе и полями сортирующей системы.

§ 4. Взаимодействие квантовой системы с электромагнитным полем

1. Активную среду, т. е. среду, в которой число частиц на верхнем рабочем уровне больше, чем на нижнем, вне за­висимости от способа ее получения можно во многих слу­чаях рассматривать как систему микрочастиц, обладающих только двумя энергетическими уровнями Ег и Е2 с населен­ностями и N2 соответствен- #

но, причем A N2 = #2 — > 0 % —г— е2

(рис. 4,1). Для создания кван­тового генератора, помимо полу- '

чения активной среды, необхо- f Ef

димо также обеспечить наличие п Л1П ^ гу Рис. 4,1. Система двух

обратной СВЯЗИ В системе. С этой энергетических уровней, целью активная среда помещает­ся внутрь резонатора, резонансная частота которого близ­ка к частоте перехода 2 -> 1.

Работа квантового генератора может быть рассмотрена теоретически несколькими методами в зависимости от того, какие процессы в квантовом генераторе более всего интере­суют исследователя. Уже сама постановка задачи, предпо­лагающая помещение двухуровневой активной среды с ре­зонансной частотой перехода со12 в резонатор с частотой (ор, говорит о том, что уравнения квантового генератора должны описывать систему с двумя степенями свободы, как это

**82**

ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ

[ГЛ. I

имеет место в случае двухконтурного лампового генератора. Более того, как показано в [26], квантовый генератор сле­дует рассматривать как систему с двумя с половиной степе­нями свободы. Дополнительная половина степени свободы возникает за счет инерционного характера нелинейности активной среды. Однако, если интересоваться только гар­моническими колебаниями генератора в стационарном режиме, можно свести задачу к системе с одной степенью свободы, как это сделано в работах [27—29]. При этом ре­зонатор рассматривается как контур с сосредоточенными параметрами, а активная среда определяет поляризацию, возбуждающую колебания в этом контуре.

Определим поляризацию вещества, имеющего два изоли­рованных уровня с энергиями Ег и Е2 и находящегося под действием переменного электромагнитного поля. Для моле­кулы, помимо значения энергии Ek, каждый уровень харак-

***iE и***

~*1*Г *1*

теризуется собственной волновой функцией вида ,

зависящей от времени, причем связь между собственными значениями энергии и волновыми функциями %, не зави­сящими от времени, дается уравнением

Яо^ = ЯА, (4,1)

где #0 — гамильтониан свободной молекулы.

Гамильтониан молекулы, находящейся в электромагнит­ном поле, имеет вид

Н = Но + Нъ (4,2)

где Нх — вклад в гамильтониан за счет взаимодействия молекулы с электромагнитным полем. В связи с тем, что полный гамильтониан Н зависит от времени, вместо стацио­нарного уравнения Шредингера (4,1) следует рассматри­вать уравнение, содержащее производную по времени:

ih Г = НЧ. (4,3)

Здесь Y — волновая функция рассматриваемой двухуров­невой системы, находящейся под действием электромагнит­ного поля. Будем искать эту функцию в виде разложения

§ 4] ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С ПОЛЕМ

83

по собственным функциям оператора Н0:

**— i** — **t — г — t**

'F = а,\ (t) n -j- а<ь (/) ij)2^ n • (4,4) Подстановка (4,4) в (4,3) дает

**— — *E t — i — t***

*i%ax(t)^xe n + ax{t)E^xe h* +

*~i4t*

-|- iH 0.2^2^ -I- =

*-t^-t*

* *Q-i (Hо ~{~ Hi)* + *a2 (Ho* + *Hi) n .* (4,5)

Для того чтобы найти уравнение для коэффициента alt умно-

**$**

жим обе части уравнения (4,5) на -ф, и проинтегрируем по всему пространству переменных, учитывая ортогональность функций^ И1|)2. В результате получим

• *Ei t ■ Ег . {*

*•* — *~~1 т \* \*

*i%axe =а*2е *^tyiHityzdq.* (4,6)

Точно так же для а2 (t)

* *i—t — i — t iHa2e Tl* = *axe n ^^Hi^idq. '* (4,7)

Вводя угловую боровскую частоту co2i = h-~ и обо­значая интеграл в правых частях (4,6) и (4,7) через Я12 = = Я21, вместо (4,6) и (4,7) получим:

> iha-i = Я21а2е~/о)2,/,

(4,8)

*i%a%* = *Н 21ciie£o32it.*

При выводе этих уравнений не делалось никаких упрощаю­щих предположений, поэтому они строги в той же степени, что и исходное уравнение Шредингера (4,3).

Далее следует конкретизировать вид Я21. Будем считать, что рассматриваемая двухуровневая система находится под действием монохроматического электромагнитного поля

84 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ 1ХЛ. t

с частотой колебаний (о и амплитудой Щ. В этом случае Hi = — Ио$ cos оyt, (4,9)

И21 = — Н-21$ cos at. (4,10)

Здесь jx0 — дипольный момент частицы, jx21 — матричный элемент дипольного момента этой же частицы.

С учетом (4,10) и полагая

021 = ©12 = (О0,

Дсо = ю— со0 (4,11)

вместо уравнений (4,8) получим:

iflax = y jj-21^ [e/Aw\* -f g-/C«+«o)<] а2,

(4.12)

iha2 = |i2i$ [ег'(ь)+0)о)\* + fll.

Члены с частотой (со + со0), входящие в квадратные скобки уравнений (4,12), представляют собой значительно более высокочастотное воздействие \ на исходную систему, чем члены с частотой Дсо; поэтому в среднем их влияние на ве­роятности переходов между уровнями 1 и 2 будет незначи­тельным. Эти соображения позволяют пренебречь высоко­частотными членами уравнений (4,12). В результате оконча­тельные уравнения для ах и а2 будут иметь следующий вид:

ihax = ^ y,n&eiAu>ta2,

(4.13)

*iha2* =  *\y.^e-iAatax.*

Исключая а2 из второго уравнения (4,13), можно записать уравнение для ах: \*

ах—- i Дашх -f- j #1 = 0. (4,14)

Будем искать решение уравнения (4,14) в виде

*ах = Схеш.* (4,15)

После подстановки (4,15) в (4,14) получим следующее

§ 4] ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С ПОЛЕМ 85

характеристическое уравнение для а:

**а2 — Дсоос — = (4,16)**

откуда

**«ь.=■4-** /А“2+(йгГ- <4-17>

где

х=-г/^+1¥У2

С учетом (4,17)

■ f

*cii — е* 2 (Cjg^ + *Схе~ш).*

Полагая, что в начальный момент времени (t = 0) | аг (0) |2=0, т. е. все частицы находятся на верхнем энергетическом уров­не, найдем из выражения для ах:

с;=-с;

Для удобства записи введем новую постоянную:

Сг = 2 iC[ = — 2 iC[.

Это позволяет записать выражение для ах (t) в более ком­пактном виде:

***i*** *t*

ai = Cxe 2 sin (4,18)

Шдставляя (4,18) в первое уравнение (4,13), найдем а%\

Дсо

тт 2ЙЯ ГД(0 . л, • /л лс\\

йч — Сх sm —’ ^ cos м е . (4,19)

Постоянную Сг находим из начальных условий, считая, что при t = 0 | а2 (0) |2 = 1, т. е. все частицы находятся на уровне 2. Тогда из (4,19) получаем

7=: М>21<£ /д

8б ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ

£гл. I

Таким образом,

. д<и, i — t

sin *ktj,*

1. cos *U — ~*

(4,21)

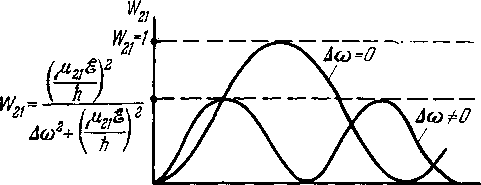


Квадрат модуля ax (t) определяет вероятность того, что частица, находящаяся в начальный момент времени на уровне 2, за время t совершит под влиянием внешнего

электромагнитного поля переход и окажется на уровне 1. Обозначая вероятность такого перехода через W2X, по­лучим из (4.21):

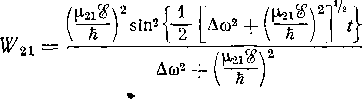
График изменения W2X для Дсо = 0иДсо=/=0 представ­лен на рис. 4,2.

Знание коэффициентов аг (?) и а% (f) позволяет написать полную волновую функцию двухуровневой системы, нахо­дящейся под действием монохроматического электромагнит­ного поля с амплитудой & и частотой со. Подставляя (4,21)



t

**Рис. 4,2. Зависимость вероятности перехода W**21 **от времени.**



(4,22)

§ 4] ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С ПОЛЕМ 87



(г) = (i cos kt ^ sin Ыj



С помощью волновой функции системы МОЖНО вычислить изменение дипольного момента молекулы в зависимости от времени:

С учетом (4,23) и (4,24), полагая ji21 = jx12 = jx, получим

+ комплексное сопряженное = р-еш + р\*е~ш, (4,25)

В квантовых генераторах на пучках молекул наличие у каждой молекулы переменного дипольного момента опре­деляет осциллирующую поляризацию пучка в каждой точ­ке внутри резонатора. Эта поляризация в случае моноско- ростного пучка равна

где и — скорость молекулы; г — lit — путь, пройденный ею внутри резонатора за время t\ А — сечение пучка; п — число активных молекул, влетающих в резонатор за 1 сек.

Такой поляризованный пучок молекул, пролетая через резонатор генератора, вызывает в нем осциллирующее элек­тромагнитное поле. Если поляризация достаточно мала, так что распределение нормальных колебаний в резонаторе не нарушается, то для расчета амплитуды и частоты колебаний генератора можно использовать результаты Слэтера [30],

p(t) = ^ dq = ajaifi2ie/<ae\* + «\*^12^“°^ (4>24)

*p(t) —* j*хеш*



[((О — Wo)2 + \*2]

(0 — (00

IjTг2 -у sin {[(со — со0)2 + x2]1,2t} +  
sin2 j[(o) — to0)2 + л:2]\*/г -~j -f

где



(4,26)

ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

полученные им для резонатора, возбуждаемого переменной поляризацией 53:

-1 ю — ю 1 С №Ч£\*п dV

J 2i — = тг- + 4я/ 4"—, (4,27)

<Эм юр QP l%KdV

где Qp — добротность нагруженного резонатора без пучка, QM — добротность резонатора, содержащего молекуляр­ный пучок, $ — истинное электрическое поле в резонаторе, %п — амплитуда нормальных колебаний электрического поля в резонаторе, сор — частота изменения поляризации, dV — элемент объема резонатора.

Для случая стационарных колебаний 1/Q м = 0 и

1. переходит в

\ со — (о\_ С dV

4- + 2/ Н- = — 4 ш 4—— . (4,28)

QP ^ ®р №KdV

Первая часть (4,28) может быть преобразована с учетом кон­кретных особенностей рассматриваемой задачи. Действи­тельно, в квантовом генераторе в качестве резонансного элемента, как правило, используются объемные резонаторы с высокой добротностью на резонансной частоте. Это позво­ляет считать, что в резонаторе возбуждается только один тип колебаний. Чаще всего это волна ТМ010, для которой влияние допплер-эффекта на ширину спектральной линии мало. Для этого типа колебаний вектор № параллелен век­тору 8, и распределение его амплитуды по сечению резо­натора совпадает с распределением электрического поля.

Тогда правая часть (4,28) запишется в виде

f &%"„dV 2 Г <fe

J n'„dv =~г^(2)~г- (4,29>

J n о

Используя (4,29) и (4,36), перепишем (4,28):

1. 4пяОп / со — со\_ \ ~1 ^

*T^ = ~l~SLA~(l +2i(2?—*(4,30)

Дипольный момент молекулы р (г), находящейся в перемен­ном электрическом поле, определяется формулой (4,25),

§ 4] ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С ПОЛЕМ 89

из которой следует, в частности, что р (г) является функци­ей параметра х, связанного с величиной электрического поля Ш, в соответствии с ранее принятыми обозначениями, выражением

h ‘

В случае взаимодействия частицы с неоднородным полем под $ в этом выражении должна пониматься соответству­ющим образом усредненная амплитуда поля. Учитывая (4,25), получаем из (4,30):

1. **uhAL** (1+2^Qp **Юр** ) **\_ ^2 \_|\_ д.2]1/:**

***L***

X \ {sin [(со — (Do)2 + X2] i CO ~ COq г- X

Л 4 « ГГю — (Оо)2 4-хП12

X

1—**COS2 [((D — (Do)2** + **X%ih~** J **dz.** (4,31)

Вводя для удобства безразмерную величину 0 = [(со—со0)2+ + гс2]1/2-^-, проинтегрируем уравнение (4,31) и сгруппируем соответственно его действительные и мнимые члены:

2Jtn2QpL« sin2 0 \ .

/ш2Л 02 ) +

+--К**ю:;р1~2т2б4<Г0)**(1-^)]-о- ^32) >

Приравнивая к нулю действительную часть (4,32), можно определить связь между амплитудой электрического поля в резонаторе и числом активных молекул, влетающих в него за секунду:

Ни?А б-' ,у| оо\

11 ~ 2itjx2LQp sin2 0 \* (.4,33)

Условие самовозбуждения генератора можно получить из

1. при точном резонансе, полагая 0 —0 при лг->-0.

90 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

02

При этом условии -^-20- —► 1, т. е.

*hu?A ..* 0 ..

*Ппо?ог ~ 2n\?LQp '* (4’34)

***L***

или, вводя время пролета молекул через резонатор т = •— ,

получим

*W*

ПпЬр°г = ’ (4’35)

где Ур = AL — объем резонатора.

Зная параметры резонатора и разрешая уравнение

1. относительно величины поля Ш, можно определить мощность колебаний генератора. Но можно поступить иначе. Действительно, мощность, отдаваемая моноскорост- ным пучком молекул, равна, по определению,

*Р* = *пКщ*

**а(т) ■ <4-36>**

так как есть вероятность того, что молекулы

за время пребывания в резонаторе t = совершат пере­ход с верхнего уровня на нижний, излучая при этом энер­гию. Подставляя в (4,36) значение ах , взятое из ^(4,21), получим, что

р = пНщ-х2~~. (4,37)

Найдем максимальную мощность, которую могут отдать мо­лекулы. Будем считать, что to ^ со0, т. е.

Р = пНщ sin2-^-, (4,38)

***XX***

откуда, учитывая, что максимальное значение sin2-^- равно единице, получим

*Р* макс = *flhdiQ',*

§ 4} ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С ПОЛЕМ 91

это означает, что при sin3 — = 1 происходит полная ин­версия населенностей рабочих уровней, в результате кото­рой отдается вся энергия, запасенная в пучке активных мо­лекул.

В реальных конструкциях квантовых генераторов такой случай не реализуется прежде всего из-за наличия разброса скоростей молекул, а следовательно, разброса по времени их пролета через резонатор. Для определения мощности излу­чения в этом случае необходимо усреднить вероятность пе­рехода молекул на нижний уровень в соответствии с истин­ным распределением молекул по времени взаимодействия с электромагнитным полем. Вид этого взаимодействия зависит от конкретного типа генератора. Обычно в кванто­вых стандартах частоты активные частицы используются в виде пучка или в виде газа. К первому случаю относятся молекулярный генератор на аммиаке, генераторы на фор­мальдегиде и на синильной кислоте, ко второму случаю относятся водородный генератор и генераторы на парах щелочных металлов, в частности на парах рубидия. Для газа функция распределения частиц по времени взаимодействия этих частиц с полем имеет вид

***\_t\_***

*f(t) = ±e* (4,39)

т

где т — среднее время свободного пробега частицы, экви­валентное среднему времени взаимодействия частицы с электромагнитным полем. Для пучка это выражение яв­ляется приближенным, но в связи с тем, что оно дает удов­летворительное совпадение теории и эксперимента, указан­ное распределение можно использовать в обоих случаях. Проводя с помощью (4,39) усреднение выражения (4,36), получим

Р = -i- muDo , (4,40)

* -j- (CO —- СОо)2 -|- X2

Т-'

откуда при со ~ со0 и -=2\*<^ х2 (сильное насыщение)

92 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

находим

1

*РНйкс = пНщ.* (4,41)

Таким образом, пучок активных частиц с распределением по временам взаимодействия с полем вида (4,39) отдает в пре­дельном случае только половину запасенной энергии. Это ес­тественно, так как под влиянием электромагнитного поля имеют место переходы как с верхнего уровня на нижний, так и с нижнего уровня на верхний до тех пор, пока число частиц на уровнях не сравняется. После этого наступает динамическое равновесие, при котором число излучаемых и поглощаемых частицами квантов становится одинаковым, иными словами, система насыщается. Мощность, излучае­мая активными частицами, тратится на компенсацию потерь в стенках резонатора, а в нагрузку переходит через отвер­стие связи, которому может быть приписана эквивалентная добротность QCB. Для получения в нагрузке максимальной мощности надо выбирать QCB равным собственной доброт­ности резонатора. Однако при такой сильной связи влия­ние нагрузки генератора на частоту его колебаний стано­вится недопустимо большим. Это заставляет уменьшать связь до пределов, определяемых чувствительностью прием­ника сигнала квантового генератора.

Частота колебаний генератора определяется из усло­вия равенства нулю мнимой части (4,32):

**Ц — С0р \_ 9П (и/L)l— cos 26** ЮР **— ю0 /а до\**

coo — COO , Sin 26 со \*

**\ ■ Р**

1 26

По аналогии с добротностью резонатора удобно ввести по­нятие добротности спектральной линии:

4 л 2Д(о

Ширину спектральной линии 2Да> можно найти, рассматри­вая зависимость мощности, излучаемой молекулами, от рас­стройки частоты при слабом насыщении, когда (to—<»0)2^> ^>х2. В этом случае из (4,36) получаем

L

§ 4] ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С ПОЛЕМ 93

и соответственно ширина по уровню половинной мощности равна

Таким образом, эквивалентная добротность спектральной линии

Теперь (4,42) можно переписать следующим образом:

Если генератор работает при малых амплитудах и малых расстройках резонатора, 9\*^1, то в этом случае, как уже отмечалось в § 3,

резонатора, которая в случае применения для изготовле­ния резонатора такого материала, как инвар, и использо­вания точного термостатирования может иметь величину ■— 10~9. В связи с тем, что в реальных условиях множитель Qp/фл имеет порядок величины 10-3 -i- 10-4, результирую­щая погрешность частоты квантового генератора может составить величину порядка 10-12 10~13. Такие цифры действительно были получены при исследовании водород­ного генератора. Однако еще более важным преимущест­вом квантовых эталонов частоты, также вытекающим из формулы (4,46), является возможность независимого вос­произведения истинного значения частоты генерации с точ­ностью, далеко превосходящей точность всех ранее извест­ных эталонов. Действительно, так как частота настройки резонатора с помощью кварцевых калибраторов может быть установлена с точностью 10~6, то частота колебаний

2Дсо = *\,8л~.*

(4,44)

Q



со — со0 1 Qp 1 — cos 20 юр —

coo 2,8 Q\_ sin 20 coo

1—2«—

(4,45)

t0 — tpQ ^ УР ШР~

СОо <3Л 0)0

Qp Юр-СОо

(4,46)

Множитель \_Л

(0\_ — (00

характеризует погрешность частоты

94 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

квантового генератора совпадает с частотой перехода с относительной точностью 10-9 ч- 1СИ°. Более того, моду­ляционные методы настройки резонатора, о которых речь будет идти в дальнейшем, позволяют довести эту точность до 10\_11-7-10\_1а и лучше.

Следует отметить, что учет разброса частиц по скоростям несколько видоизменяет выражение (4,45) для ^частоты колебаний генератора. Если принять распределение вида

1. , то оказывается, что вместо уравнения (4,45) всегда, как при малой, так и при большой амплитуде колебаний квантового генератора, справедливо выражение (4,46). Именно этот случай и реализуется в водородном генера­торе с накопительной колбой, для которого характерна весьма слабая зависимость частоты колебаний от их ам­плитуды.
2. Как указывалось выше, при разработке квантовых стандартов частоты с целью получения максимальной точ­ности применяются все меры для сужения исходной спект­ральной линии вещества, используемого в квантовом гене­раторе. В частности, применение молекулярных пучков и резонаторов с типом волны ТМ010, для которой фазовая скорость в направлении распространения пучка бесконеч­на, позволяет резко снизить влияние допплер-эффекта на ширину и положение спектральной линии. Однако даже в этом случае в квантовых генераторах на пучках появляют­ся специфические эффекты, аналогичные допплер-эффекту, связанные с особенностями высвечивания молекул во время их пребывания в резонаторе и с отводом полезной энергии из резонатора через отверстие связи.

Действительно, рассмотрим [28, 29] процесс получения и отбора энергии в таком генераторе. Предположим сна­чала, что активные молекулы высвечиваются равномерно по длине резонатора, а отверстие связи расположено про­извольно относительно входа в резонатор. Очевидно, что в этом случае отвод энергии из резонатора будет сопровож­даться появлением в резонаторе двух потоков энергии, иду­щих в направлении отверстия связи от обеих частей резо­натора.-Это значит, что в резонаторе будут существовать две бегущие волны: одна, совпадающая с направлением рас­пространения пучка, и вторая, идущая в противоположном направлении. Наличие этих волн приводит к появлению

§ 4] ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С ПОЛЕМ 95

допплеровских сдвигов частоты, знаки которых различны для каждой из волн. Суммарный эффект зависит от соотно­шения амплитуд обеих бегущих волн.

Определим влияние указанного эффекта на стабильность частоты квантового генератора. При наличии бегущей вол­ны поле в резонаторе можно записать в виде

# = cos at + cos ((at + Pz). (4,47)

Обычно для облегчения условий самовозбуждения и умень­шения влияния нагрузки генератора на частоту колеба­ний связь делается слабой. Это дает основание считать, что ^1<£0 и PL<^1 (L — длина резонатора). При этих усло­виях вместо (4,47) получим

<Е ~ (do cos to/ + Щх cos (at 4- $iPz sin at. (4,48)

Для определенности будем считать, что бегущая волна рас­пространяется в том же направлении, что и пучок, т. е. в положительном направлении по z, если |3 и $0 имеют один и тот же знак.

Для удобства преобразований введем следующие обоз­начения:

х — ; хх {£) = (2 cos (at + 2(3z sin сat) .

Поле (4,48) вызывает поляризацию пучка, которую можно записать в виде

рм = р0еш + рхеш + комплексно сопряженное;

(4,49)

здесь р0 — поляризация за счет поля $0; рх — малое изме­нение этой поляризации за счет поля Для вычисления рм применим метод, который уже использовался выше при выводе уравнений молекулярного генератора. Считая, что волновая функция двухуровневой системы, как и ранее, записывается в виде суперпозиции волновых функций верх­него и нижнего состояний:

96 ТЁОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ.' 1

получим следующие уравнения для коэффициентов ах и гй:

а2= i {х -f e^(“+“»)\*] -j- xxe£c0ot} ах.

(4,51)

Если хх = 0, то (4,51) переходит в (4,12) и прй х2 ^> (со — (о0)2 ^ 0, в соответствии с (4,21),

*ах* = *а(х0) =*

sin

*аг* = *af} — i* cos

4*-xt*

*xt*

(4,52)

При xx, отличном от нуля, но достаточно малом по сравне­нию с х, можно считать, что

#1 — ~Г а1 >

*а%*

л<°) п{1) а% -f- а2 >

(4,53)

де al(1) и есть малые добавки соответственно к ах} и а^\ С учетом (4,53) можно упростить (4,51), приняв до­полнительно следующие естественные допущения, а имен­но: генератор работает достаточно близко к резонансу, так что (со — со0)2<^ л:2 и (со — (D0) t ^ 0 для t порядка времени пролета молекулы через резонатор. Кроме того, быстро ос­циллирующим членом как и ранее, можно пре­небречь, так как его средний вклад в вероятность перехода близок к нулю.

В результате из (4,51) следует:

.(!)

(о;

*a{i]* = *i (ХС&* + *х^-^сАР),* ***dp*** = 4***-i (xa{1}*** + ***xieiu>otax}).***

(4,54)

§ 4] ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С ПОЛЕМ 97

Решение будем искать в виде

*а[х) = Сх<?Ш -С,е*

1 . . 1 . ,

— *IXt* *1X1*

Д) \_ г о2 г п 2

(4,55)

**. . — /xt ixt**

*ai,y=C1e‘* +С2е 2

Подставляя (4,55) в (4,54) и используя (4,52), а также выражение для хх (/), найдем значения коэффициентов Сх и С2:

*С\= [хг* -f- *i* ( *Xiftut) e*~ixt\,

(4,56)

C2 = 4 [\*J + i (— \*J(3m/) ,

0

где хг = , и — скорость молекулы внутри резонато­ра, т. е. ut = г. Зная коэффициенты a(i \ а20), ^ и учитывая, что и малы, можно записать выражение для дипольного момента молекулы, находящейся под дей­ствием поля вида (4,48):

рм = *\ieiu>at* (a(%W + *а(^а[р\** + *а^а^\*)* +

+ комплексно сопряженное = р0еш + pi (t) +

+ комплексно сопряженное. (4,57)

Проведя необходимые преобразования выражения (4,57) с учетом (4,52), (4,55) и (4,56) в предположении, что (to — od0) 2<г х2, получим:

1. . . , , ю — со0 . 2 xt Ро — Sln xt Н j—2 sin2 ~y

(4,58)

*рх (t)* = *y \ieiu>ot* — *x°i$ut* cos *xt-dt* — *i* cos *xt ^ x\ dt*

Уравнение колебаний генератора no аналогии с (4,30)

1. **В. В. Григорьянц**

98 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

запишется в виде



о

***L***



^порог'

\(P>+Pi)dz. (4,59)

О J t/

*и п*

Частоту колебаний генератора при наличии бегущей волны можно определить, приравнивая к нулю мнимую часть

* 1. и предполагая по-прежнему, что частота резонатора близка к частоте колебаний генератора. Это позволяет пренебречь членами с со — (ор и получить более простое выражение:

Ранее (4,58) были получены выражения для р0 и рг\ из них простым преобразованием и интегрированием получа­ются значения Re/?0 и Re/?^

Подставляя (4,61) в (4,60) и интегрируя, получим

носительное изменение частоты генерации за счет бегущей волны:



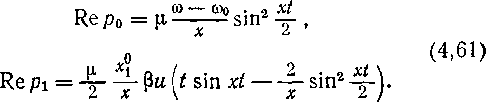
***L***

**М-Япорог\*' &**

2 *пи*

Re (Ро + Pi)dz = 0. (4,60)

о



где © = . Отсюда с учетом (4,33) и (4,34) находим от-

(4,63)

§ 4] ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С ПОЛЕМ 99

Естественно, что при = 0, т. е. в отсутствие бегущей  
волны, указанный сдвиг частоты отсутствует.

Формулу (4,63) можно записать в виде, более близком  
к (4,45), если ввести эквивалентную добротность резонатора  
Qe. в, характеризующую потери энергии за счет бегущей  
волны:

Q,

Чб-В ^б.в

(4,64)

Перепишем это выражение, используя введенные ранее па­раметры. Представив энергию, запасенную в резонаторе, в виде Е — kLx2, а мощность, уносимую бегущей волной, в виде Рб. в — 2k (Pc2/to0) хх19 где k — некоторый коэффи­циент; получим

= <4’65>

и вместо (4,63)

(О — ©о

L3

(00

2я

^>9 Qg bQjj к2

1

**0 sin2 0**

**2© — sin 20**

(4,66)

% — длина волны генерируемых колебаний. При малых  
амплитудах электрического поля ®«^1. В этом случае  
формула (4,66) упрощается, так как выражение в скобках  
равняется — 0,25:

“~~Юо - 1,757Г--П--й• (4,67)

(Оо

0-6. rQ.IT

Оценим сдвиг частоты в реальных условиях для гене-  
ратора на аммиаке. Обычно L= 10 см, <2л = 4 -106, Qe. в =  
= 3-104 и Я = 1,25 см. Подстановка этих цифр в (4,67)  
дает существенный сдвиг частоты:

СО — Юо

(Оо

1 - 10-

Изменение нагрузки генератора влечет за собой измене­ние <2б. в и соответственно сдвиг частоты за счет бегущей волны. Это вынуждает принимать меры по стабилизации нагрузки генератора или же ставить между резонатором и нагрузкой однонаправленные развязки. В приведенном расчете влияния бегущих волн на частоту колебаний

**4\***

100 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

предполагалось, что молекулы высвечиваются равномер­но вдоль резонатора и что бегущие волны возникают только за счет несимметричного расположения отверстия связи резонатора. Фактически же, прежде всего из-за влияния эффекта насыщения, невозможно обеспечить рав­номерное высвечивание молекул внутри резонатора. Дей­ствительно, при слабом насыщении частица из-за малой вероятности перехода излучает энергию где-то в конце резонатора, в то время как при сильном насыщении она излучает уже в самом начале резонатора. Ясно, что направ­ление бегущих волн в этих двух случаях будет различным, т. е. частота колебаний генератора будет меняться в зависи­мости от изменения величины насыщения, приводящего к неравномерному высвечиванию молекул вдоль резонатора. Учтем этот эффект.

Потери энергии в резонаторе складываются из двух час­тей: отвода энергии через отверстие связи и потерь энергии за счет выделения джоулева тепла в стенках резонатора. Величина джоулевых потерь меняется вдоль резонатора в соответствии с распределением электрического поля. Вве­дем переменную Z, характеризующую расстояние от вход­ного отверстия резонатора до геометрического центра потерь в резонаторе. Очевидно, что при симметричном распределении поля относительно середины резонатора и размещении отверстия связи на расстоянии LJ2 от начала резонатора Z = L/2. Если максимум поля смещен к концу

* резонатора, что имеет место при слабом насыщении, Z LJ2 и поток энергии в резонаторе идет в направлении пучка. При сильном насыщении картина обратная: поле максимально вблизи входа в резонатор, Z<^Lj2, и поток энергии в резонаторе идет навстречу пучку. Таким обра­зом, направление потока в каждой точке Z резонатора зависит от знака (Z — z). Полная мощность бегущей волны, излучаемая молекулами при прохождении вдоль резо­натора, описывается интегралом

*L*

*Рб.ъ=: (Z — z)* sin *dz,* (4,68)

о

так как мощность, излучаемая молекулами в точках резона­тора между z и z + dz для колебаний типа ТМ010, пропор-

§ 4] ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАНТОВОЙ СИСТЕМЫ С ПОЛЕМ Ю1

**20z**

циональна величине sin — dz. Энергия, запасенная в резо-  
наторе', определяется выражением

*Е* = *s'm ~^-dz,* (4,69)

**too**

о

где k та же константа, что и в (4,68).

Из (4,68) и (4,69) можно определить добротность резо­натора по отношению к бегущей волне:

1

1 fZ

Qp

***L***

**20 — sin 20**

**в щЕ I L** 20(1—**cos** 20)

или, в более компактной форме,

-Sp- = \_J d

Qe. в /(в) ’

где

(4,70)

(4,71)

/(в) =

**20 (1 — cos 20) 20 — sin 20**

***L — Z***

Подставляя значение фб.в, полученное из (4.71), в формулу (4,66) для сдвига частоты генерации за счет бе­гущих волн в резонаторе, получим окончательно:

СО — О)0 СОо

L2

[4-/(0)]

Lf(0)

*■d*

(4,72)

1\_

Lf(@)

*■d*

определяющей

Вид функции F = [4 — /(0)]

сдвиг частоты генерации за счет эффекта бегущей волны, при разных уровнях насыщения показан на рис. 4,3.

Анализ сдвига частоты за счет отвода энергии через отверстие связи резонатора с выходным волноводом и за счет неравномерного излучения молекул в резонаторе под­сказывает метод борьбы с этим отрицательным эффектом.

Ю2 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

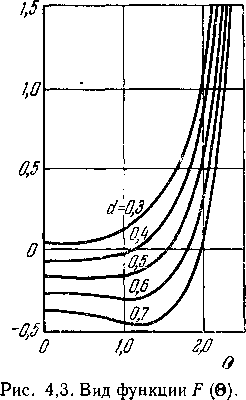
Действительно, как уже указывалось выше, влияние  
утечки энергии через отверстие связи резко снижается  
при расположении этого отверстия точно посередине ре-  
зонатора. Эффект неравномерного излучения молекул мож-  
но скомпенсировать, использовав для возбуждения резо-  
натора два эквивалентных молекулярных пучка, входя-  
щих в резонатор с двух сторон навстречу друг другу.  
В этом случае распределение поля станет симметричным от-  
носительно середины резонатора и соответственно бе-  
гущие волны будут равными по интенсивности и проти-

воположны по направлению. Бла-  
годаря этому их влияние на  
частоту колебаний будет скомпен-  
сировано с точностью, определяе-  
мой степенью симметрии резо-  
натора и эквивалентности моле-  
кулярных пучков. Наиболее  
совершенные конструкции таких  
молекулярных генераторов со  
встречными пучками, с симмет-  
ричным расположением отвер-  
стия связи позволяют снизить  
относительное изменение частоты  
за счет эффекта бегущей волны  
до ~10-11.

В заключение необходимо от-  
метить, что представление о на-  
личии бегущих волн в резонато-  
ре является наглядным, но не  
необходимым. Как показано в  
работе [31], для появления в

генераторах на пучках рассмотренных выше сдвигов ча-  
стоты достаточно наличия неоднородного по длине ре-  
зонатора электромагнитного поля, вне зависимости от при-  
чин," которыми такая неоднородность вызвана. Аналогич-  
ная [мысль фактически заложена и в вышеприведенном  
расчете, в котором первоначальная слабая бегущая вол-  
на в результате преобразований сводится к некоторой  
малой добавке к основному однородному электромагнит-  
ному полю, линейно зависящей от продольной коорди-  
наты.

***F'***



§ 5] СТАБИЛЬНОСТЬ КВАНТОВОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ 1оЗ

§ 5. Факторы, определяющие стабильность квантового стандарта частоты

Квантовые стандарты частоты, по существу, предста­вляют собой радиоспектроскопы высокой точности, обеспе­чивающие наблюдение узких спектральных линий при большом отношении сигнал/шум и малых внешних возму­щениях спектральных линий. В большинстве радиоспект­роскопов в образовании сигнала участвует только малая доля от числа частиц, находящихся на паре уровней, свя­занных наблюдаемым переходом, так как сигнал пропор­ционален лишь разности населенностей этих уровней. В СВЧ-диапазоне при комнатной температуре энергия кванта hv < kT, равновесная разность населенностей со­ответствующих энергетических уровней очень мала и для увеличения отношения сигнал/шум должны быть при­няты специальные меры. Одной из наиболее эффективных мер для увеличения отношения сигнал/шум является на­рушение термодинамического равновесия. Это нарушение равновесия может быть достигнуто пространственной сор­тировкой атомных и молекулярных пучков в неоднородных электрических и магнитных полях, в частности, при по­мощи сортировки получают инверсию населенности в мо­лекулярных генераторах и водородном генераторе. С точ­ки зрения радиоспектроскопии эти приборы можно на­звать активными радиоспектроскопами, ибо они излучают соответствующие спектральные линии (см. § 6).

Нарушение термодинамического равновесия может быть достигнуто и оптической накачкой. Оптическая накачка применяется в установках с двойным резонансом для увеличения поглощения паров ртути, рубидия и других щелочных атомов в радиодиапазоне. Существенное уве­личение чувствительности радиоспектроскопов с двойным резонансом достигается, если освещение исследуемых паров резонансным излучением используется не только для оптической накачки, но и для индикации радиочастотного резонанса (см. § 8). Недавно, используя оптическую на­качку, удалось получить генерацию на парах рубидия [21]. Высокая чувствительность атомнолучевых спектро­скопов достигается как за счет того, что сигнал резонанса в них пропорционален сумме числа частиц, находящихся

104 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

на двух уровнях, связанных наблюдаемым переходом (а не разности населенностей уровней, как в других спектро­скопах), так и за счет применения высокоэффективных де­текторов пучка (см. § 9).

Погрешности квантовых, стандартов частоты будут под­робно рассмотрены в соответствующих параграфах. Не­которые из источников погрешностей весьма специфичны и существенны только для определенного типа стандарта, другие имеют более общее значение. Здесь мы дадим пред­варительный анализ этих погрешностей.

Активные стандарты частоты отличаются от пассивных тем, что в первом случае элемент, фиксирующий частоту, входит в цепь самовозбуждения, а во втором он является частью дискриминатора схемы автоматической подстрой­ки частоты. Спектр сигнала квантового генератора, при прочих равных условиях, более монохроматичен, чем спектр пассивного репера (системы, в которой наблюдается спектральная линия поглощения), ибо в пассивных систе­мах сигнал модулируется шумами схемы автоматической подстройки частоты вспомогательного генератора. В си­стемах, для работы которых нужна монохроматичность сигналов, например в системах допплеровской радиолока­ции, это различие весьма существенно и заставляет пред­почитать активные стандарты частоты. Следует, однако, отметить, что большинство радиотехнических систем ра­ботает на частотах, сильно отличающихся от частот спект­ральных линий, применяемых в квантовых реперах. По­этому важно сохранить стабильность и монохроматичность опорных сигналов при преобразовании их в рабочий диа­пазон. Для маломощных активных квантовых реперов ча­стоты, например для водородного генератора, преобразо­вание частоты без потери стабильности и монохроматично­сти сигнала является сложной задачей, которая может быть решена только при условии обеспечения предельно малого шумфактора на входе схемы преобразования. Для пре­образования сигналов активных стандартов частоты в ра­диодиапазон применимы схемы фазовой автоподстройки частоты и схемы с вычитанием погрешности опорного гене­ратора [32], дающие более монохроматичный спектр, чем схемы преобразования частоты, используемые для работы с пассивными стандартами.

§ 51 СТАБИЛЬНОСТЬ КВАНТОВОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ Ю5

В службе времени и других системах, в которых при измерениях частоты допустимо длительное усреднение, раз­личие спектров активных и пассивных стандартов частоты не играет решающей роли. В современных службах вре­мени задачу непрерывного хранения времени выполняют группы кварцевых часов. На них же опирается система формирования сигналов точного времени и передачи эта­лонных частот. Функция квантовых стандартов частоты сейчас ограничивается периодическим контролем хода квар­цевых часов для введения необходимых поправок. По­этому решающим параметром с точки зрения службы вре­мени являются точность определения и постоянство дей- ствительного значения частоты, фиксируемой квантовьш стандартом. Однако положение изменится, как только ста­бильность квантовых стандартов частоты достигнет столь высоких значений, что применение кварцевых часов в ка­честве интерполяционного элемента и хранителя времени будет вносить погрешности в показания эталона. При этом существенно, что погрешности кварцевых часов, играю­щих роль хранителя времени, накапливаются со време­нем. Поэтому дальнейшее улучшение службы времени по­требует перехода к квантовым часам, идущим непрерывно в течение многих лет, устраняющих необходимость при­менения кварцевых хранителей времени. Эталон времени и частоты будет состоять из группы таких часов, непосред­ственно связанных со схемами выдачи стандартных частот и сигналов точного времени. При этом, несомненно, по­высятся и требования к точности определения моментов времени и к чистоте спектров сигналов стандартных частот. В результате в службе времени, как и в измерительных си­стемах, о которых говорилось выше, активные стандарты, при прочих равных условиях, станут предпочтительнее пассивных. В настоящее время большинство служб вре­мени и национальных эталонов, использующих квантовые стандарты частоты, опираются на атомнолучевой цезие­вый стандарт. Однако уже на XIV Генеральной ассамблее Международного научного радиосоюза в 1963 г. обсужда­лись предложения о целесообразности перехода на водо­родный генератор, и были приняты рекомендации о поряд­ке такого перехода, если он будет признан необходимым. При оценке квантовых стандартов частоты как с точки

106 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. I

зрения их применения в эталонах и службе времени, так и для других целей следует учитывать систематические и случайные ошибки конкретных приборов.

Для таких оценок можно воспользоваться формулой

V = + (5-1)

где Асо/о)!—относительная погрешность частоты, и щ — добротность и резонансная частота спектральной линии, Q3 и (оа — эффективная добротность и резонансная частота внешних цепей, аг и |Зг — дестабилизирующие фак­торы. Величина (со2 — (о^/со! определяется отношением сигнал/шум в системе индикации. Для краткости мы будем называть слагаемые формулы (5,1) членом I и членом II. Формула такого рода позволяет единообразно оценивать не только качество активных и пассивных квантовых стан­дартов, но и погрешности обычных ламповых генераторов. Для удобства параметры активных квантовых стандартов частоты сведены в таблицы (см. табл. 5,1, 5,11, 5,111),

**Таблица 5, I**

Характеристики стандартов частоты (1965 г.)

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Тип стандарта | Водородный гене­ратор | Рубидиевый стандарт с оп­тической накачкой | Цезиевый атомно­лучевой стандарт |
| Воспроизводимость | +5-10"13 | , 10-9 | +3-10-12 |
| Стабильность — сред­ |  |  |  |
| неквадратичное от­ |  |  |  |
| клонение частоты от |  |  |  |
| средней |  |  |  |
| за секунду . . | 5 • 10~13 | 1-10"11 | 5\*10-11 |
| за минуту . . | 6-10~14 | 2 -10~12 | 6-10-12 |
| за час .... | 3-1(П14 | 5-10-!2 | 8-10"13 |
| за сутки . . . | 2-10-14 | 5-10"12 | 2\*10~13 |
| Систематический | не обнаружен | менее | не обнаружен |
| Дрейф | при разрешении | З-Ю-11 | при разрешении |
|  | 1 -10-12 в год | в месяц | iMO-!2 в год |
| Объем (с учетом |  |  |  |
| питания), м\* .... | 1,5 | 0,06 | 0,15 |
| Вес (с учетом пита­ |  |  |  |
| ния), кг | 320 | 16 | 27 |
| Требуемая мощность, |  |  |  |
| вт | 200 | 40 | 60 |

Таблица 5, II

Физические характеристики стандартов частоты

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| Тип стандарта | | Водородный генератор | Рубидиевый стандарт с оптической накач­кой | Цезиевый атомнолучевой, стандарт |
| Характеристики | Способ отбора по состоя­ниям  Способ индикации  Температура рабочего ве­щества, °к  Номинальная частота, гц  Ширина линии, гц Время взаимодействия с полем, сек  Число квантов в секунду | Сортировка в неодно­родном магнитном по­ле  Прием СВЧ-излучения 300  1 420 405 751 1  0,5  Ю12 | Оптическая накач­ка  Оптическое погло­щение  330  6 834 682 608  200 2 • 10—3  1Q12 | Отклонение пучка в не­однородном поле  Поверхностная иониза­ция отклоненных атомов 360  9 192 631 770 250  2,5-Ю-3 длина взаимо­действия — 25 см 106 |
| Главные причины расстройки (Sco, гц) | Магнитное поле  Эффект Допплера 2-го  порядка  Столкновения | бсо = 2750\* Я2 — 5 • 10-13 4'10-11(1,4\*10-13 град-1) 2\*10\_11 | бсо = 574-Я2 ~1-109 8-10-13  —3-10"7 | бсо = 427-Я2 ~1-10"10 3-10"13  нет |

СТАБИЛЬНОСТЬ КВАНТОВОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ

**108 \* теория Квантовых стандартов Частоты 1хл.**

Таблица 5, III

Преимущества и недостатки наилучших квантовых стандартов частоты (1965 г.)

**Стандарт**

**Характеристики**

**Преимущества**

**Недостатки**

ВодороДНЫЛ

генератор

**Рубидиевый**

**генератор**

**Пассивный**

**рубидиевый**

**стандарт**

**Цезиевый атомнолуче­вой стан­дарт**

**Таллиевый атомнолуче­вой стандарт**

**Активный стандарт с ячейкой, имею­щей специальное покрытие стенок, обеспечивающее максимальное вре­мя взаимодействия атомов с электро­магнитным полем. Активный стан­дарт с ячейкой, имеющей буферный газ.**

**Оптическое воз­буждение.**

**Ячейка с буфер­ным газом, опти­ческая накачка и индикация перехо­да.**

**Отклоняющие маг­ниты с противо­положным направ­лением градиентов магнитного поля. Минимальное воз­мущение атомов столкновениями и другими внешними факторами.**

**По конструкции подобен цезиево­му атомнолучевому стандарту, но ме­нее чувствителен к магнитным по­лям. Более высо­кая частота эта­лонного перехода.**

**Наилучшая вос­производимость, долговременная и кратковременная стабильность. Пер­вичный стандарт частоты.**

**Компактность и малый вес. Крат­ковременная ста­бильность сравни­ма с кратковремен­ной стабильностью водородного гене­ратора. Относи­тельно нечувстви­телен к ударам и тряске.**

**Компактность и малый вес, боль­шая кратковремен­ная стабильность.**

**Высокая воспроиз­водимость и долго­временная стабиль­ность. В настоя­щее время — пер­вичный стандарт частоты, по кото­рому определяются интервалы време­ни.**

**Такая же, а воз­можно, и лучшая воспроизводимость и стабильность, чем у цезиевого стандарта.**

**Большие га бариты и вес.**

**Требует ка либровки по первичному стандарту.**

**Требует ка­либровки по первичному стандарту.**

**Недостаточ­ная кратко­временная стабиль-**

**Недостаточ- ная кратко­временная стабиль­ность.**

§ 5] СТАБИЛЬНОСТЬ КВАНТОВОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ Ю9

До последнего времени считалось, что погрешность мо­лекулярного генератора со встречными пучками на изо­топном аммиаке ограничивается погрешностью настройки резонатора. Разработанные различными исследователями методы настройки резонатора на вершину спектральной линии позволили свести погрешности, обусловленные чле­ном I, к нескольким единицам одиннадцатого знака. Од­нако в последнее время было обнаружено существенное влияние на частоту генератора таких факторов, как элект­рические и магнитные поля, действующие на пучок молекул вне резонатора, а также влияние давления оста­точных газов в кожухе генератора. Благодаря этому при работе на спектральных линиях, обладающих электричес­кой квадрупольной структурой, могут возникать погреш­ности в девятом или даже в восьмом знаке. При отсутствии квадрупольной структуры эти погрешности уменьшаются до 5-10-10 [33]. В связи с тем, что указанные факторы не­посредственно влияют на настройку резонатора, они при­водят к систематическим погрешностям, входящим в член II. Существенно, что влияние указанных факторов зависит от конструкции данного образца молекулярного генера­тора. Поэтому действительное значение частоты, фикси­руемой каждым экземпляром молекулярного генератора, определяется не только свойствами используемых молекул, но. и конструкцией прибора, что крайне нежелательно для эталона. Вместе с тем воспроизводимость значения гене­рируемой частоты от включения к включению и стабиль­ность ее при непрерывной работе остаются достаточно вы­сокими. Поэтому молекулярный генератор может с успе­хом применяться в качестве задающего генератора в раз­личных системах и в качестве радиоспектроскопа высокой разрешающей силы. Применение в квантовых генераторах других молекул до сих пор не позволило превзойти ста­бильность генератора на аммиаке.

Следует отметить, что применение открытых резона­торов в молекулярных генераторах миллиметрового диа­пазона связано с влиянием резонансных свойств кожуха на частоту генератора [34].

Перечисленные эффекты, уменьшающие стабильность молекулярного генератора, как и остальные хорошо известные дестабилизирующие факторы, могли бы быть

110

ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ

[ГЛ. I

существенно подавлены, если бы удалось уменьшить исход­ную ширину спектральной линии генератора на аммиаке. Прямым путем к сужению спектральных линий является увеличение времени взаимодействия молекул с полем резона­тора. С этой целью предложен ряд методов, позволяющих получать медленные молекулы [25]. Генерация на медлен­ных молекулах еще не получена, но уже удалось наблюдать сужение исходной спектральной линии [35]. Другим пу­тем является использование в молекулярных генераторах метода разделенных полей Рэмси [36].

В водородных генераторах, в которых время взаимо­действия атомов с резонатором достигает несколько се­кунд, все вышеуказанные эффекты ослаблены на три по­рядка. Именно это определяет преимущество водородного генератора по сравнению с аммиачным. Водородный гене­ратор обеспечивает воспроизводимость частоты порядка 2\*10-13 и кратковременную стабильность порядка 1 \*10“13 [37]. Верность его частоты ограничивается главным обра­зом взаимодействием водородных атомов со стенками колбы. Это взаимодействие не зависит от настройки резонатора, т. е. относится к члену II, и в существующих приборах вносит вклад 0,03—0,04 гц, т. е. составляет примерно 2-10~и [38]. Монохроматичность водородного генератора при времени наблюдения 1 сек оценивается в 2 \*10—15 [121. Следует отметить, что при настройке резонатора водород­ного генератора на частоту спектральной линии с помощью модуляции давления сдвиги, вследствие спинового обмена при соударениях, компенсируются расстройкой резонато­ра ^ 80 гц, а это в свою очередь приводит к затягиванию частоты резонатора (член I) на 8-10~13.

Цифры, приведенные выше, показывают, что водород­ный генератор является весьма перспективным прибором. Уже сейчас он имеет примерно в пять раз большую эта­лонирующую способность, чем цезиевая атомнолучевая трубка. Однако исход соревнования может решить только длительное изучение старения покрытия накопительной колбы, т. е. определение для водородного генератора ис­тинного значения члена II. Сравнение водородного генера­тора с цезиевыми эталонами США и Щвейцарии дает сов­падение различных шкал времени с точностью до 5-10-12 [39]. Этот эксперимент свидетельствует не только о вы­

§ 5] СТАБИЛЬНОСТЬ КВАНТОВОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ 1Ц

сокой воспроизводимости частоты водородного генератора, но и подтверждает качество цезиевого эталона частоты, ибо конструкции, реализованные в США и Швейцарии, суще­ственно отличаются, а совпадение шкал времени оказалось вдвое лучшим, чем можно было ожидать по оценкам.

\*£\* Активный квантовый стандарт частоты с оптической накачкой еще недостаточно изучен [21]. Однако есть осно­вания предполагать, что он будет обладать большой мо­нохроматичностью и иметь систематические погрешности, аналогичные погрешностям пассивных рубидиевых стандар­тов. Это значит, что для него значение члена II будет порядка 10-9и для получения более высокой точности гене­рируемой частоты понадобится калибровка по первичным стандартам. Полученные после калибровки значения ча­стоты будут затем сохраняться с погрешностями поряд­ка 10~п.

Оптические квантовые генераторы, применяющие в ка­честве активной среды газ, дают чрезвычайно монохромати­ческое излучение. Однако в случае обычных газовых ОКТ ширина спектральной линии люминесценции оказывается много больше, чем ширина полосы тех видов колебаний резонатора, на которых осуществляется генерация. Поэтому значение коэффициента Qi при члене I становится весьма неблагоприятным и частота генерации определяется главным образом резонатором. Разработаны различные методы настройки резонатора на вершину спектральной линии, обеспечивающие воспроизводимость частоты порядка 10~п, т. е. близкой к той, что достигнута в радиодиапазоне.

Существенный скачок сделан в работе [40], в которой применен резонатор с добротностью, близкой к единице, за счет замены одного из зеркал диффузным рассеивателем. При этом частота генерации определяется практически лишь положением вершины спектральной линии, а монохрома­тичность ограничена флуктуациями активной среды. Пред­варительные оценки свидетельствуют о возможности полу­чения оптических линий шириной в несколько герц, причем значение их частоты весьма стабильно. Подобные генерато­ры, несомненно, найдут применение как стандарты частоты в оптическом диапазоне и при эталонировании длины. О применении их в качестве стандартов частоты в радио­диапазоне можно будет говорить лишь после разработки

112 ТЕОРИЯ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ 1.ГЛ. I

методов преобразования их сигналов в радиодиапазон без потери стабильности. Быстрое развитие нелинейной коге­рентной оптики делает такое преобразование принципиально возможным.

Стандарты частоты атомнолучевого типа в качестве ин­дикаторов резонанса используют высокочувствительные детекторы с поверхностной ионизацией. В связи с тем, что ширина получаемой в них резонансной кривой опре­деляется не временем пребывания атомов в поле резона­тора, а главным образом пролетной длиной (см. § 9), то основным источником систематических погрешностей яв­ляется расфазировка CW-полей между двумя областями взаимодействия, а также неточное знание истинного зна­чения постоянного магнитного поля в области взаимо­действия.

Наряду с погрешностями, описываемыми формулой (5,1), в ограничении точности квантовых стандартов частоты су­щественную роль играют случайные погрешности, обусло­вленные как флуктуациями параметров самого квантового репера и схемы индикации, так и тепловыми и дробовыми флуктуациями и процессами типа фликкер-шума. Флук­туации параметров схемы индикации приводят обычно к модуляции выходного сигнала. В ряде случаев, например, когда допустимо большое усреднение, подобная модуля­ция может быть в достаточной мере подавлена. Необходи­мо, однако, иметь в виду, что флуктуации параметров при известных условиях все же могут привести к существенным ошибкам в выходном сигнале квантового стандарта частоты. В частности, это может иметь место при медленном дрейфе некоторых параметров квантового репера или при дрейфе параметров узлов схем автоматического регулирования. Не менее опасными являются тепловые, дробовые и осо­бенно фликкер-флуктуации, возникающие как в самом квантовом репере, так и в соответствующих радиосхемах. Следует отметить, что источники флуктуаций типа флик­кер-шума, спектр которого при приближении к нулевой частоте уходит в бесконечность, еще полностью не изуче­ны, однако наличие таких флуктуаций обнаружено во всех современных квантовых стандартах частоты,

Глава II

КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ

§ 6. Молекулярный генератор на аммиаке

1. В настоящее время имеется целый ряд квантовых стандартов частоты, отличающихся друг от друга не толь­ко используемым рабочим веществом, но и принципом ра­боты. Естественно, это приводит к существенным разли­чиям в их конструкции, тем более что часто даже однотип­ные генераторы выполняются в различных вариантах в зависимости от их конкретного назначения и возможностей производства. Однако основные узлы квантовых генера­торов, такие, как источники молекулярного пучка, си­стемы сортировки частиц по энергетическим состояниям, резонаторы, вакуумные системы, входят в состав каждого генератора, использующего молекулярные или атомные пучки. Эти узлы можно рассмотреть в общем виде. Для конкретности рассмотрим их применительно к молекуляр­ному генератору на аммиаке, ставшему классическим при­бором квантовой электроники.

Основное преимущество молекулярных пучков, ис­пользуемых в радиоспектроскопии вообще и в высокоста- бил^ных квантовых генераторах в частности, заключается в том, что они позволяют получать узкие спектральные линии вследствие небольшого числа столкновений частиц между собой и со стенками резонатора, а также благодаря существенному уменьшению влияния допплер-эффекта. До­полнительным преимуществом молекулярных пучков яв­ляется возможность пространственного разделения ча­стиц с целью сортировки их по энергетическим состояниям. Источник молекулярного пучка (рис. 6,1) выполняется обычно в виде резервуара объемом в несколько кубических сантиметров, в котором рабочее вещество находится в газ<Э’

114 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

образном состоянии при давлении РИст- Молекулярный  
пучок формируется при истечении газа через одно или  
несколько отверстий, находящихся в стенке источника  
пучка, в пространство, где обеспечен высокий вакуум.

Наличие вакуума запреде-

*Аммиак  
из баллона*

**JD**

СГ

Я

**Рис. 6,1. Схематический вид источ­ника пучка. 1 — источник пучка, 2 — манометр.**

лами источника необходимо  
для предотвращения раз-  
рушения пучка при столк-  
новениях рабочих молекул  
с молекулами воздуха и  
рассеянными молекулами  
пучка.

Рассмотрим условия  
формирования пучка и его  
основные параметры — ин-  
тенсивность и направлен-  
ность. Очевидно, что соуда-  
рения молекул между собой

при вылете их из отверстий источника пучка будут отсут-  
ствовать, если длина свободного пробега молекул в источ-  
нике пучка X\* больше диаметра d входного отверстия:

%>d. (6,iy

В этом случае молекулы будут вылетать из отверстия ис­точника, не сталкиваясь друг с другом, т. е. именно в виде пучка. Условие (6,1) накладывает ограничения на давле­ние газа в источнике Рист, определяющее длину свобод­ного пробега молекул. Газокинетическая теория, рассмат­ривающая молекулы как твердые шары, дает следующее выражение для Я:

, (6,2)

где о — диаметр эффективного поперечного сечения со­ударения молекул, п — число молекул в 1 см3 газа, причем п связано с давлением Рист и температурой газа Т в источ­нике пучка формулой

п = 9,68-1018 (6,3)

Здесь Рист дается в мм рт. ст., Т — в градусах Кельвина, Р^евидно, НТО число молекул, вылетающих из отверстия.

§ б] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ Ц5

равно числу молекул, которые ударились бы о стенку ис-  
точника пучка в месте нахождения выходного отверстия.  
Это справедливо при условии, что толщина стенки отвер-  
стия много меньше его диаметра d. Найдем это число. Для  
этого рассмотрим элемент объема dV внутри источника  
пучка, находящийся на расстоянии х от элемента поверх-  
ности ds под углом 0 к нормали (рис. 6,2). Как известно,  
молекулы в газе распределены по скоростям в соответствии  
с законом Максвелла:

/ М \3/г Ми\*

^а^4я{шт) е лтиК <б’4>

Будем считать, что в единице объема источника пучка  
имеется dnu молекул со скОрОСХЯМИ 0т и до и + du. Со-

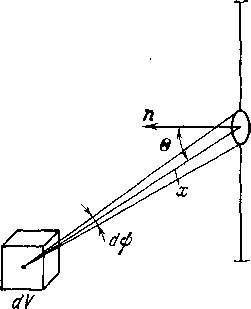
ответственно в элементе  
объема dV число таких мо-  
лекул равно dnudV. Если  
каждая молекула сталки-  
вается с другими молекула-  
ми газа в среднем а раз в  
секунду, то в элементе объ-  
ема dV общее число столк-  
новений за секунду соста-

d\*udV , 1,

вит —-— а (множитель 1/2

появляется в результате  
того, что в каждом столк-  
новении участвуют две мо-  
лекулы). После столкнове-  
ния молекулы с равной ве-  
роятностью разлетаются из  
объема dV во всех направле-

ниях. Полное число молекул, вылетающих из объема dV за се-  
кунду, равняется соответственно dnu dV а, так как в ре-  
зультате одного столкновения из элемента объема выле-  
тают две молекулы. Часть этих молекул летит по направле-  
нию к элементу площади ds стенки источника пучка. Если  
телесный угол, под которым элемент площади ds виден из  
объема dV, есть d\J), то в силу равномерного распределения  
молекул, вылетающих из dV, поток молекул, летящих по



**Рис. 6,2. Элемент объема газа в источнике пучка.**

116 КОНСТРУКЦИЙ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

направлению к площадке ds, есть

*dn,. dV а*

*dN^^-^—dq.* (6,5)

Учитывая, что dty = ds C°2S 0 , вместо (6,5) получим

*dn,. dV* a pnc ^ *dN^ = -^k--^ds-* (6>6)

Однако при движении к ds молекулы рассеиваются за счет столкновений, так что число молекул, попавших на ds, уменьшится по сравнению с (6,6) и будет равно

**\_** х

*dNu^ = j-~e* х cos *fddtiudVds. (6,7)*

Здесь для удобства последующих преобразований а заме­нено через А, и и, поскольку между ними имеет место оче­видное соотношение

*и*

а=Т'

Из (6,7) можно найти полное число молекул, падающих на ds в интервале углов от © до ® + d 0. Для этого учтем (см. рис. 6,2), что

dV = х1 sin 0 d0 dy dx. (6,8)

Тогда

со 2л оо

*dN& =* 4^cos ® sin *®dSds^ udnu* ^ *dy* ^ *e~x/xdx.* (6,9)

Интеграл § udnu вычисляется с помощью (6,4):

**О**

ОО

^ *udnu* = *и-п,*

о

где и — средняя скорость молекул газа, п — число моле-

ОО

кул в 1 см3. В интеграле ^e~^xdx верхний предел интег­

§ 6] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ Ц?

рирования, строго говоря, следовало взять равным рас­стоянию между стенками источника. Однако, так как функция е~х1Х резко спадает уже при х ^ ЮА,, можно в ка­честве верхнего предела взять бесконечность. Дополни­тельно следует учесть, что величина 2л sin 0 d® есть те­лесный угол da> между конусами с углами при вершине 0 и 0-f dS. С учетом сказанного из (6,9) получаем

*dN& =— cos ® ds day.* (6,10)

Следовательно, диаграмма направленности отверстия под­чиняется косинусоидальному закону. Полный поток мо­лекул из отверстия площадью ds равен

я/2 \_

Ns = ^ cos 0 sin 0 d@ ds = ~ ds. (6,11)

о

Следует отметить, что, так как вероятность выхода моле­кулы из отверстия источника пучка пропорциональна ее скорости, функция распределения молекул по скоростям в пучке отличается от максвелловской и имеет вид

**\_**

**о**

/(и) = 4 в ви\

*ив*

где ив — наиболее вероятная скорость молекулы.

Зачастую интенсивность молекулярного пучка, полу­чаемого с помощью одного отверстия, оказывается недо­статочной для работы прибора, причем увеличение площа­ди отверстия не может дать выигрыша, так как одновре­менно необходимо уменьшать давление в источнике пучка, т. е. фактически уменьшать п в (6,11), с тем, чтобы выполня­лось условие (6,1). Значительное увеличение потока моле­кул можно получить при одновременном истечении газа через большое количество отверстий. При этом необходимо, чтобы все отверстия работали независимо друг от друга. Тогда в (6,11) под ds следует понимать суммарную площадь отверстий. Отверстия будут работать независимо друг от друга, если они находятся не слишком близко одно от дру­гого. При истечении газа через отверстие в источнике пучка рядом с отверстием образуется зона пониженного

118 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ II

давления. Это давление не будет сказываться на находя­щемся рядом отверстии, если молекулы на пути от отверстия к отверстию претерпят несколько столкновений между собой. Поэтому условие независимой работы отверстий есть

(6,12)

где b — расстояние одежду отверстиями.

Совокупность отверстий образует решетку источника пучка, которая обычно характеризуется полной площадью iSpem и-коэффициентом заполнениях, равным отношению сум­марной площади всех отверстий к площади решетки. По­ток молекул через такую решетку равен, в соответствии с

(6,П),

iVPOT = -f-xSpM1. (6,13)

Величина п в (6,13) подбирается так, чтобы длина свобод­ного пробега молекул в источнике пучка была больше или равна диаметру одного отверстия. Рассмотрим, как влияет уменьшение диаметра отверстий на интенсивность пучка при неизменных площади решетки 5реш и коэффициенте

1. 1

заполнения к. В формуле (6,13) п — у—-j (см. (6,2) и (6,1)),

т. е. интенсивность молекулярного пучка растет обратно пропорционально диаметру отверстия. Этот рост ограни­чивается столкновениями молекул за пределами источника. Проведенный в [25] анализ показывает, что максимальный поток молекул, который может быть получен от решетки диаметра D с учетом столкновений молекул в пучке, равен

= (6,14)

причем максимальный диаметр отверстий решетки

^макс = • (6,15)

Выражение (6,14) интересно тем, что в него явно не входят ни коэффициент заполнения решетки, ни диаметр отвер­стий, ни давление в источнике пучка. Тем не менее это не значит, что указанные параметры могут выбираться про­

§ 6] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ Ц9

извольно, так как при работе источника должны выполнять­ся условия (6,1) и (6,12). Один из вариантов решетки, ши­роко применяемый в источнике пучка молекулярного гене­ратора на аммиаке N14H3, имеет следующие данные: D = 0,6 см, к = 1/3, d = 5-10~3 см, Рист = 0,3 мм рт. ст., 7\-аз = 300° К. Подстановка этих данных в (6,13) с учетом (6,3) дает

Л^реш-Ю18

*молекула*

что вполне достаточно для выполнения условий самовозбуж­дения генератора. Следует учитывать, что использование решетки для увеличения интенсивности пучка снижает эффективность источника в связи с широкой диаграммой направленности решетки. Полуширину этой диаграммы по уровню половинной интенсивности легко получить из (6,10):

Л© = argcos (1/2) = 60°. (6,16)

Малый угол захвата сортирующей системы молекулярного генератора, о которой речь будет идти в дальнейшем, при­водит к тому, что сортировке по уровням подвергаются только молекулы, летящие в угле порядка 5° относительно нормали к источнику пучка. Относительное количество таких молекул можно оценить по формулам (6,10) и (6,11). Оно равно примерно ~10-2. Таким образом, 99% всех мо­лекул, выходящих из источника, расходуются бесполезно. Более того, эти молекулы осложняют работу молекуляр­ного генератора, так как затрудняют получение необхо­димого вакуума в рабочем объеме генератора.

Для получения более узких пучков вместо отверстий можно использовать систему параллельных тонких кана­лов (рис. 6,3). Режим истечения молекул из канала за­висит от соотношения между длиной свободного пробега молекул X и размерами канала L и R (рис. 6,3). Различают­ся три случая:

а) Молекулярный режим: Х^>Ь.

б) Вязкий режим: X<^R.

в) Промежуточный случай: R л ^ L.

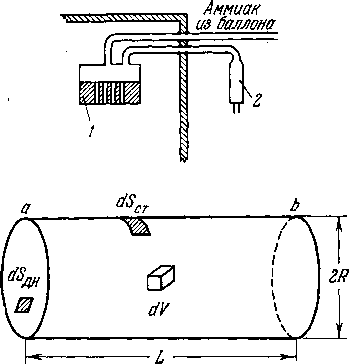
Рассмотрим, как формируется пучок на выходе канала.

Для этого обратимся к сечению одного канала (рис, 6,3).

120 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

Из рисунка видно, что поток молекул формируется из трех частей:

1. Истечение молекул со дна ка­нала (сечение аа). В соответствии с рассмотренным вы­ше режимом работы отверстия истечение молекул подчи­няется косинусоидальному закону (6,10). Канал же играет



**Рис. 6,3. Схема источника пучка с кана­лами. 1 — источник пучка, 2—манометр. Внизу — схема канала:**

роль коллиматора, который вырезает из диаграммы излу­чения молекулы, летящие в угле ©0 = arctg^. Эти

молекулы могут давать существенный вклад в общий поток только в том случае, когда вероятность их соударе­ний при пролете через канал мала, т. е. в случае, когда A, ^>L. Интенсивность пучка таких молекул в максимуме (т. е. при 0 = 0), в соответствии с (6,10), равна

Ne—od(d = — 5ДН с/со,

где 5ДН — площадь сечения канала, а п — плотность моле­кул в источнике пучка для случая Если

§ 6] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ 121

то молекулы при их прохождении через канал полностью рассеются. В этом случае целесообразно внести понятие «эффективного дна» канала, которое будет находиться на расстоянии £Эфф — X от выходного отверстия канала. Фактически это означает, что вместо канала длиной L ис­пользуется канал с эффективной длиной £эфф> которая определяется как расстояние от конца канала, при про­хождении которого поток молекул за счет столкновений ослабляется в е раз. Закон ослабления пучка выражается формулой

*X*

***-* J *V2 no2n(x)dx***

*N(x) = N(Q)e* 0 , (6,17)

**i**

где n (я) — плотность молекул в канале на расстоянии х от его конца, N (я) — поток молекул, летящих вдоль оси канала (0 = 0), на расстоянии х от конца канала. Инте­грал в показателе экспоненты учитывает тот факт, что длина свободного пробега молекул вследствие изменения давления вдоль канала есть функция х. ЛЭфф определяется из условия

**^-эфф**

У2 Jta% (х) dx = 1. (6,18)

о

Будем считать, что п {х) есть линейная функция х, а именно:

*п(х) = Ц^-х-,* (6,19)

**эфф**

njjjЭфф) — плотность молекул в начале эффективного ка­нала. При этом условии из (6,18) получим

■^эфф = 2ХЭфф. (6,20)

В то же время, если положить х = L, из 6,19) выте­кает

Яэфф = Я-^ (6,21)

**эфф**

т. е. окончательно:

£эфф = /2X1.

122 Конструкции квантовых стандартов частоты [Гл. п

1. Отражение молекул стенками ка­нала. Часть молекул, излучаемая дном канала под
2. *R*

углами большими, чем ®0 = arctg-^-, а также часть молекул,

претерпевших столкновения в объеме канала, попадает на стенки канала и отражается ими по косинусоидаль­ному закону, так как для молекул поверхность стенок ка­нала с большой степенью точности является шероховатой. Косинусоидальный закон отражения молекул стенками приводит к тому, что стенки дают основной вклад в крылья диаграммы направленности полного потока молекул из канала, в то время как в направлении оси (0 = 0) поток молекул, отраженный от стенок, равен нулю. Очевидно, что при А,<^1,роль стенок существенна только на рас­стоянии -^эфф — А, от выходного отверстия канала.

1. Истечение молекул из объема канала может давать существенный вклад в диаграмму направленности только при достаточно высоких давлениях газа в источнике пучка, когда частота столкновений моле­кул велика. Истечение молекул из элемента объема канала подчиняется косинусоидальному закону.

Источник пучка квантовых стандартов частоты, как пра­вило, работает в двух различных режимах: режиме с и режиме с R ^ X так как только при этих условиях роль столкновений между молекулами еще невелика и вы­полняются условия формирования пучка.

Направленность пучка, выходящего из канала, при Х^>Ь наибольшая, однако в этом случае ицтенсивность пучка мала из-за того, что условие A, ^>L сильно ограничивает давление газа в источнике пучка. Поэтому более часто используется режим истечения молекул из канала при R X L. При этом режиме уширение диаграммы направ­ленности еще незначительно, а интенсивность пучка на­много выше. Для количественной оценки потока молекул и его направленности необходимо просуммировать с уче­том соударений элементарные потоки молекул, исходящие со дна, от стенок и из объема канала. Методика расчета аналогична методике расчета тех же параметров для от­верстия. Мы не будем проводить здесь хотя и простые, но достаточно громоздкие вычисления, а воспользуемся ре­зультатами работы [41]. Эти результаты были получены в

§ 6] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ 123

предположении, что выполняется линейный закон изме­нения плотности молекул вдоль канала (6,19):

/ч *п (L) п{х)= -j~x,*

где х — расстояние от выходного отверстия канала. Сле­дует отметить, что соотношение (6,19), строго говоря, имеет место только для бесконечно длинных труб или для конеч­ных труб при на расстояниях порядка нескольких X от конца трубы. Однако, как показано в [42], отклонения п (я) от линейности в интересующем нас случае канала ко­нечной длины малы. Кроме того, в работе [41] не учиты­вается, что реально п (0) =f= 0, не учитываются зеркальные отражения молекул от стенок и неравновесность состоя­ния газа на конце канала. Естественно, все это сказывает­ся на точности теоретических результатов и совпадении их с экспериментом. Рассчитанная в [41] диаграмма направ­ленности канала состоит из двух частей:

#1(0)^#ОЭфф cos @|l — у= tg^0 jcfo при @<@эфф,

ЭФФ (6,22)

W2 (©) ~ N0 эфф cos 01^= ^0ФФ } den при 0 > 0Эфф.

(6,23)

Здесь

No эфф = 2лГ (J1'^2) \* ~4” ^ (^эфф) (6,24)



>

Из (6,22) легко найти полуширину диаграммы направлен­ности канала по уровню половинной интенсивности:

Д0«0,фф/й = ^-!^. (6,26)

**эфф**

Практически чаще всего используются каналы с R/L = = 10-1 10-2, так что А@ ^ (20 2)°.

Сравнение (6,26) и (6,16) показывает, что формирова­ние пучка с помощью канала значительно выгоднее, чем

124 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ стандартов частоты [гл. и

с помощью решетки. Полный поток молекул через канал определяется интегрированием (6,22) и (6,23) по углу в

пределах 0 < ® < ©эфф и ®эфф < ® < у соответственно

с последующим суммированием:

Л?„„лн=-^^йа««0о»-|'ХТ5»> (6,27)

где S0 — площадь сечения канала.

Так же, как и в случае решетки, для увеличения интен­сивности пучка во многих случаях используется совокуп­ность параллельных каналов, общее число которых может доходить до нескольких тысяч. В качестве примера можно привести данные многоканальных источников, наиболее характерных для квантовых генераторов: L = 0,31 см; i?=2,35 • 10~3 см; полное число каналов 1,28 • 104; диаметр блока 1,3 см; полный поток молекул при давлении в каме­ре источника пучка 0,3 мм рт. ст. -—2,7 • 1017 молекула/сек, полуширина диаграммы направленности пучка 3,5°.

Чтобы получить максимальную стабильность частоты квантового генератора, необходимо интенсивность моле­кулярного пучка поддерживать постоянной в некоторых, достаточно узких пределах (^-1%). Это возможно осуще­ствить, если рабочий газ в источнике пучка находится при постоянном давлении и температуре. Одним из возможных способов решения этой задачи является термостатирова- ние баллона с жидким аммиаком. При этом давление газо­образного аммиака над жидкостью автоматически поддер­живается неизменным и равным давлению насыщенного пара при выбранной температуре. В качестве калиброван­ных натекателей, снижающих давление аммиака от давле­ния насыщенного пара до нужной величины, в этом слу­чае удобно применять резьбовые натекатели или натека- тели из микропористой керамики.

Вообще говоря, истечение молекул из источника пучка подчиняется статистическим закономерностям, поэтому ин­тенсивность пучка может флуктуировать. Спектр этих флуктуаций аналогичен спектру дробовых шумов элект­ронных ламп, т. е. имеет характер белого шума. На него накладываются слабые медленные колебания средней ин­тенсивности пучка, обусловленные изменениями давления или температуры в источнике.

§ 6] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ 125

1. Пучок молекул, сформированный источником, со­держит молекулы, находящиеся в различных энергетичес­ких состояниях в соответствии с распределением Больцмана. Задача сортирующей системы состоит в разделении этих молекул таким образом, чтобы молекулярный пучок, про­шедший через нее, содержал в основном активные моле­кулы, находящиеся на верхнем из выбранной для работы пары уровней.

Взаимодействие молекул, обладающих электрическим или магнитным моментом, с неоднородными статическими, электрическими или магнитными полями соответственно позволяет осуществить пространственную сортировку по энергетическим состояниям.

Рассмотрим действие постоянного электрического поля на частицу, обладающую в свободном состоянии двумя энергетическими уровнями Ех и Е%, причем Е2 Ех. Эти состояния частицы описываются не зависящим от време­ни уравнением Шредингера:

Н0Ц1 =

(6,28).

*Hob = Е2$2,*

где И1|)2 — соответственно волновые функции нижнего и верхнего состояний. Н0 — гамильтониан свободной ча­стицы. При взаимодействии частицы, обладающей диполь- ным моментом [i0, с электрическим полем напряженностью S энергия взаимодействия равна —В этом случае га­мильтониан, описывающий систему частицы + электри­ческое поле, имеет вид

Я = Я0-ц „Я. (6,29)

Волновую функцию рассмотренной частицы при наличии электрического поля можно записать в виде суперпозиции волновых функций свободной частицы, а именно:

-ф = афц + Ц>2.

Так как поле не зависит от времени, то коэффициенты а и b являются постоянными величинами.

Уравнение Шредингера для частицы, находящейся в по­стоянном электрическом поле, имеет вид

(Н0 — jioff) Mi + bty2) = Е (mj)! + 6-фа). (6,30)

126 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

Здесь Е — энергия частицы при наличии поля, которую  
нам необходимо определить. Умножим (6,30) последова-  
тельно на -ф\* и “ф\* и проинтегрируем в каждом случае по все-  
му пространству переменных с учетом ортогональности  
волновых функций. В результате получим:

(Ег — Цц# — Е)а — ц12$Ь = 0,

* |\*2i$a + (£2 — |»22g — Е)Ь = 0, <6,31)

где J ty\*\i0tykciq.Ecnu между рассматриваемыми уров-  
нями возможны излучательные переходы, то И12 = Ki ^  
Полученная система имеет отличное от нуля решение, если  
ее детерминант равен нулю, т. е.

(Ei — Ип^ — Е) — Hi2^

* ji2iff (£2 — H-22ff — E)

= 0. (6,32)

Разрешая уравнение (6,32) относительно Е, получим £.(1, 2) Е-у-\- Ео, — — М-22^1 \_j\_

± ]/ + | И12|2^2# (б)33^

При & 0 Е(1) -> Е1} если в (6,33) перед корнем взять знак минус, и £(2) -> Е2 при знаке плюс. Как правило, Ни = И22 = 0, и уравнение (6,33) можно упростить. Вве­дя потенциальную энергию частицы в электрическом по­ле: W 1>2 = Exi’2)— Е1,2, а также учитывая, что Е2 — Ег = = Л(о0’} из (6,33) получим

^,. = ±^(1/ (6.34)

Здесь знак плюс и W2 относятся к частице, находящейся на верхнем у энергетическом уровне, а знак минус и W-l — к-частице, находящейся на нижнем энергетическом уровне. Так как в (6,34) подкоренное выражение при любых полях больше или равно единице, то всегда W\* > 0 и 0. Как известно, на частицу, находящуюся

**§ б] Молекулярный генератор на аммиаке 127**

в потенциальном поле, действует сила

F = — grad W.

(6,35)

Из-за различия знаков Wx и силы, действующие на «пассивные» и «активные» частицы в неоднородном поле, направлены в противоположные стороны, что и обес­печивает возможность пространственной сортировки ча­стиц по энергетическим состояниям. Увеличение $ приводит к абсолютному росту Wx и W2, поэтому «пассивные» моле­кулы стремятся в область поля, где Щ максимально, а «активные» молекулы — в область поля, где Щ минималь­но, т. е. туда, где сила, действующая на молекулы, равна нулю. В результате действие неоднородных полей на моле­кулы позволяет не только подвергнуть их пространствен­ной сортировке, но и в случае применения для этих целей аксиальных полей сфокусировать «активные» молекулы на ось системы. В зависимости от соотношения между ||i12| Щ и Й0О возможны два предельных случая сортировки частиц в неоднородных полях.

1. I М12 |$<^Йа>0. Это случай слабого поля. Выражение для потенциальной энергии молекул в поле (6,34) с точ-

т. е. зависимость потенциальной энергии частицы от вели­чины действующего на нее поля квадратична. Как будет показано ниже, такой характер взаимодействия имеет ме­сто для аммиака NH3.

1. 11^21 Случай сильного поля. Выражение

для потенциальной энергии принимает вид

т. е. в сильных полях потенциальная энергия частицы ли­нейно зависит от величины поля. Этот случай имеет место в водородном генераторе и в молекулярном генераторе на дейтерированном аммиаке ND3.

Чаще всего для пространственной сортировки и фоку­сировки частиц используются неоднородные электрические

ностью до членов 1 1 „— имеет вид

Й2С0\*



(6,36)

W1, 2 — i I И-12 I <%}

(6,37)

128 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. И

или магнитные поля с осевой симметрией, не зависящие от продольной координаты г. Такие поля описываются двухмерным уравнением Лапласа для потенциала:

АТ = 0, (6,38)

которое в цилиндрической системе координат г и ф, наи­более удобной в нашем случае, записывается следующим образом:

ФЧ , 1 dW , 1 \_\_ л qq\

аг3 ^ г вг г2 а«р2 ~ (6,39)

Уравнение (6,39) имеет решение вида

У(г,ф) = /?(г)Ф(ф). (6,40)

При подстановке (6,40) в (6,39) последнее распадается на два уравнения:

**^ + Ф = 0 (6,41)**

и

(PR I 1 dR. Ч"1 *г)* л /с ло\

*-d^ + — dF-^R==0-* (6'42)

Напряженность поля связана с потенциалом соотношением

**ф 1 »т»** ат 1 ат **/с .оч**

**-g = grad'F = lrr + —(6,43)**

С учетом (6,40) квадрат модуля поля равен

I»!\*-®\* (£)\*+£(£)\*• №44)

Для сортировки предпочтительно иметь плоские поля, за­висящие только от радиальной координаты г. Условие не­зависимости | $ |2 от угла ф таково:

d2 Ф

(6,45)

Я2 Ur у “ Ф “ \*

Подставляя (6,45) в (6,44) и имея в виду, чтоФ = Ф0созшр в соответствии с уравнением (6,41), находим

1^1 = ф»Тп. <6-46>

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ

129

Это равенство в сочетании с уравнением (6,42) для R (г) поз-  
воляет определить вид эквипотенциальных кривых, т. е.  
форму электродов, необходимых для получения поля за-  
данного вида. Уравнение для эквипотенциальных поверх-  
ностей имеет вид

Y (г, ф) = Ф (ф) R (г) = const. (6,47)

Если требуется создать поле с конфигурацией

*\%\ = с£оГк,* (6,48)

удовлетворяющей уравнению (6,42) при n = k+ 1, то из  
(6,48), (6,47), (6,46) и (6,42) можно найти уравнение, описы-  
вающее необходимую форму г

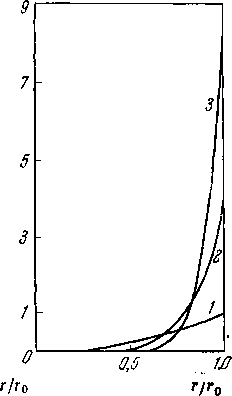
электродов:

*го*

У COS (k -f- 1) ф

(6,49)

где (k + 1) = п — число пар электродов, г0 — расстояние от оси сортирующей системы до электрода. Распределение значе­ния $2 для п = 2, 4, 6 показано на рис. 6,4. Система электродов при п = 2 образует так называе­мый квадрупольный конденсатор (рис. 6,5), нашедший широкое применение в качестве сортирую­щей системы в молекулярном ге­нераторе на аммиаке. Хотя выше речь шла об электрических по­лях, полученные резуль­таты полностью верный для маг­нитных сортирующих систем,



**Рис. 6,4. Распределение квад­рата электрического поля в сортирующих системах муль- типольного типа. 1 — квад- руполь, 2 — октуполь, 3 — додекаполь.**

которые используются, в част-  
ности, в водородном генераторе.

Рассмотрим работу сортиру-  
ющей системы на примере квад-

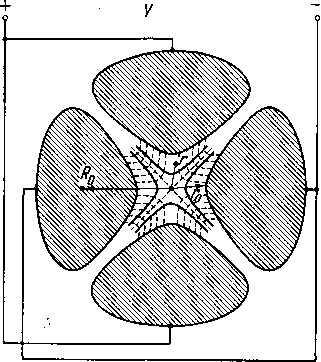
рупольного конденсатора, применяемого в генераторе  
на аммиаке. Будем считать, что молекулярный пучок  
формируется точечным источником, расположенным на оси  
сортирующей системы на расстоянии 1,х от ее входа. Сорти-  
рующую систему можно рассматривать как аналог линзы,

В. В. Григорьянц

130 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

фокусирующей «активные» молекулы на входное отверстие  
резонатора (рис. 6,6). При этом надо иметь в виду, что  
конечные размеры источника пучка и распределение мо-  
лекул по скоростям приводят к некоторому «размазыва-

нию» фокуса такой - лин-  
зы. Для квадрупольного  
конденсатора, изобра-  
женного на рис. 6,5,  
электрическое поле име-  
ет вид



(6,50)

В случае слабого поля  
выражение (6,36) для по-  
тенциальной энергии за-  
пишется следующим об-  
разом:

Н-и |aV\*r®

*wlt% = ±-*

о' о

(6,51)

**Рис. 6,5. Квадрупольный конденсатор.**

причем для различных  
молекул матричный эле-

мент дипольного момента ^12 зависит от квантовых чисел  
/Д и М и равняется

км , „

^а = ^7(ГйГ (6’52)

Траектория движения частиц в неоднородном поле описы-  
вается уравнением

*dh dWlt9*

*т*

*dt*2

или, с учетом (6,51) и (6,52),

d-r - о  
dP±Qr

*dr*

0,

(6,53)

где

Q2 =

2[а\*/С2М31/2

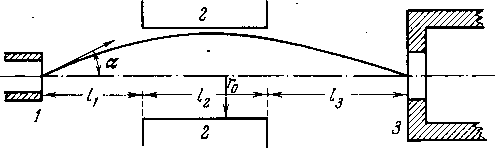
Л (J -f 1 fmh(a0Rlrl

§ 6] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ 131

Решение уравнения (6,53), взятого со знаком минус, оп­ределяет траекторию «пассивных» молекул в поле сорти­рующей системы:

*r(t) = ггеш,*

т. е. эти частицы отклоняются от оси и при достаточной



**Рис. 6,6. Траектория «активной» частицы в поле сорти­рующей системы. 1 — источник пучка, 2 — сортирующая система, 3 — резонатор.**

длине сортирующей системы выходят из пучка. Для «активных» молекул (6,53) следует взять со знаком плюс:

+ QV = 0. (6,54)

Это известное уравнение для гармонического осциллятора. Его решение есть периодическая функция:

г = A sin (Q^ + ф); (6,55)

А и ф определяются начальными условиями влета молекулы в сортирующую систему (см. рис. 6,6):

г{0) = h tg a^/ioc,

dr (0)

(6,56)

***dt***

= u sin a,

*ua.*

Здесь a — угол вылета молекулы из источника пучка, который можно считать достаточно малым, и — скорость молекулы. Максимальное удаление молекулы от оси опре­деляется радиусом сортирующей системы г0. Соответствен­но из (6,55)

**/макс = Г0 sin** (Qt **+ ф); (6,57)**

132 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ 1.ГЛ. II

отсюда можно найти максимальный угол вылета молекулы из источника, при котором она еще будет удержана сорти­рующей системой. Этот угол обычно называется углом захвата сортирующей системы. Воспользовавшись выраже­нием (6,57), определим максимальную величину радиаль­ной составляющей скорости молекул:

**и± макс = (-^-)макс = fo& [соЭ(Ш + ф)]макс = /А**

так как максимальное значение cos (Q^ + ф) равно единице.

С **Другой СТОРОНЫ,**

макс —^ sin 0Смакс ИОСМакс- Приравни­вая оба выражения для и± макс, получим для угла захвата

«ы.ге = ^ • (6,58)

Это выражение можно было бы получить из чисто энергети­ческих соображений. Действительно, за пределы сорти­рующей системы не выйдут только те «активные» молекулы, радиальная кинетическая энергия которых равна или меньше потенциальной энергии молекул в поле сортирую­щей системы, т. е.

*ти\*

**J. макс ш .**

2 ^4^2,

отсюда, проведя необходимые преобразования, снова полу­чим выражение (6,58).

Если пренебречь краевыми эффектами в сортирующей си­стеме, то траекторию «активной» молекулы после ее вылета из источника можно считать состоящей из трех частей, плавно переходящих одна в другую. До влета в сортирую­щую систему молекула летит по прямой, идущей под углом а к оси системы. Внутри сортирующей системы она летит по синусоидальной траектории и затем снова по прямой, пе­ресечение которой с осью определяет положение точки фо­кусировки. Очевидно, что именно в этом месте, на рас­стоянии /3 от сортирующей системы, должно находиться входное -отверстие резонатора квантового генератора. Ве­личину /3 можно найти из условия

**Г (/**2**) 1з**

§ 6] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ 133

где г (4) и г (4) — радиальные координата и скорость мо­лекулы в момент вылета из сортирующей системы. г (4) и г (4) определяются из (6,55). Для простоты будем считать, что 1Х = 0, т. е. источник пучка расположен не­посредственно на входе квадрупольного конденсатора. При этом ф = 0 и время пролета молекулы через сортирую­щую систему Тогда из (6,55) и (6,59) получаем

= (6.60)

Если длина /2 сортирующей системы выбрана из условия

* -у-, то /3-> оо, т. е. молекулы, обладающие ско­ростью и, летят параллельно оси. Если же ~ = л, то

/з —>- 0 и резонатор должен располагаться возможно бли­же к сортирующей системе. На практике /3 определяется обычно из чисто конструктивных соображений. При этом в качестве и естественно выбирать наиболее вероятную

/

ЗкТ

—. Величина Q может варьиро-

ваться в зависимости от напряжения на сортирующей си-  
стеме, которое обычно выбирается несколько меньшим,  
чем напряжение пробоя. Распределение молекул по скоро-  
стям вылета из источника пучка приводит к тому, что /3  
имеет разброс значений. Благодаря этому при ограниченном  
размере входного отверстия резонатора возможный диа-  
пазон скоростей, в пределах которого молекулы могут  
попасть в резонатор, заметно сужается. Таким образом,  
сортирующая система способствует монохроматизации пуч-  
ка молекул по скоростям, причем степень монохроматизации  
увеличивается при уменьшении диаметра входного отвер-  
стия резонатора аналогично тому, как это имеет место при  
уменьшении щели в оптических монохроматорах. Это же  
свойство сортирующей системы оправдывает построение  
теории квантового генератора в моноскоростном приближе-  
нии, как это сделано в [28].

Определим допустимое отклонение скорости молекулы от наиболее вероятной, при которой она еще может по­пасть в резонатор через входное отверстие диаметром D.

*Ш*

Для простоты будем считать, что 1Х — /3 ^ 0 и —

б

134 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [гл.II

т. е. точка, в которой фокусируются активные молекулы,  
выход сортирующей системы и вход резонатора совпадают.  
В этом случае условие попадания молекулы в резонатор с  
учетом (6,55) запишется так:

A Sin г^гтт. = -у-, (6,61)

***Ли***

A sin-

*Ql-2*

***Ли***

Первое равенство в (6,61) написано для молекул со ско-  
ростями большими, чем наиболее вероятная, на величину  
А и. Эти молекулы влетают в резонатор, почти касаясь верх-  
него края входного отверстия, не пересекая ось системы.  
Второе равенство справедливо для молекул со скоростями  
меньшими, чем наиболее вероятная, на ту же величину  
А и. Такие молекулы пересекают ось системы и входят в  
резонатор вблизи от нижнего края входного отверстия.

Из (6,61) получим

Q/2 • £112 \ А /Л ЛЛ\

(6,62)

А (sin

Преобразуя (6,62), получаем

sm

и„ — Ди

= *D.*

Q/2U„

COS

Ди2

Sin

— ***QI****2****A и***

*~Aifi*

***D\_***

***2А***

(6,63)

Далее, предполагая, что

Q/s

***Аи'1***

= л, налагаемое на длину

и учитывая условие сортирующей системы,

найдем из (6,63)

sin я

***Аи***

*D* 2 *А*

(6,64)

Величина Л зависит от начальных условий (6,56). Очевидно, что Л макс равно радиусу сортирующей системы г0. При D 2Лмакс синус можно заменить его аргументом, тогда относительный разброс скоростей запишется следующим образом:

* = (6,65)

я 2г0 V » /

§ 6] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММ АКЕ 135

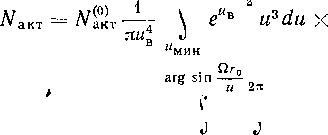
Эта формула подтверждает ранее приведенные качествен­ные рассуждения о влиянии размера входного отверстия на степень монохроматизации пучка молекул по скоростям. Второй крайний случай имеет место при D = 2г0, что дает

т. е. при равенстве диаметров сортирующей системы и входного отверстия резонатора в резонатор попадают моле­кулы со скоростями от 0,5 иъ до 1,5 ив. Этот случай ха­рактерен для молекулярного генератора на аммиаке.

Рассчитаем полное число «активных» молекул, посту­пающих в резонатор в единицу времени при заданных па­раметрах сортирующей системы. При этом предположим, что длина сортирующей системы достаточна для выбрасы­вания из пучка всех «пассивных» молекул. Кроме того, будем считать, что резонатор и источник пучка распола­гаются вплотную к сортирующей системе, причем источ­ником служит идеальная диафрагма, размеры которой малы по сравнению с г0; диаграмма направленности удо­влетворяет косинусоидальному закону; радиус входного отверстия резонатора равен г0. Такими параметрами обла­дает сортирующая система молекулярного генератора на аммиаке. Число активных молекул NaKT на входе резона­тора будет

где #22т = 0y/c S — полное число активных молекул.

вылетающих из источника пучка с площадью 5 в единицу времени; §JK — статистический вес уровня, характеризую-



11 **и** “макс —

I- 2

X \ \ cos a sin ос da dcp =

о о



136 Конструкции квантовых стандартов частоты Ггл. п

щийся квантовыми числами J, К- Для линии / = К — 3, инверсионного спектра N14H3, он равен -^2 -10~2. Остальные параметры сортирующей системы молекулярного генера­тора на аммиаке следующие: г0 = Змм, L — 100мм, = \Ъ0 кв/см. В результате для линии J = К = 3 при полном потоке молекул из источника пучка —JO18 молекула/секj

Nакт — 2 • 1014 молекула / сек.

Это вполне достаточно для надежной работы молекуляр­ного генератора.

Кроме квадрупольного конденсатора для сортировки молекул по состояниям могут применяться конденсаторы с большим числом полюсов, кольцевые сортирующие си­стемы [43, 44] и я-польные конденсаторы с изменяющимся вдоль оси сечением отверстия [45]. Методика расчета этих систем аналогична расчету квадрупольного конденсатора. Использование их в ряде случаев может дать увеличение максимального угла захвата в несколько раз.

1. Пучок активных молекул, выходящих из сортирую­щей системы, обладает запасом энергии, которая может быть использована для получения электромагнитных колебаний высокой монохроматичности и стабильности. Для этого активные молекулы направляются в объемный резона­тор, настроенный на частоту рабочего перехода. Когда интенсивность молекулярного пучка выше пороговой, а именно когда

п>щА' (б’б8)

то потери в резонаторе компенсируются и в резонаторе устанавливаются незатухающие электромагнитные коле­бания, амплитуда и частота которых определяются форму­лами (4,33) и (4,45). Таким образом, свойства выходного сигнала в значительной степени определяются параметрами резонатора, благодаря чему резонатор становится одним из важнейших элементов квантового генератора. Основ­ные требования, которым должен удовлетворять резона­тор, вытекают из (4,35) и (4,45) и могут быть сформулиро­ваны следующим образом:

1. Максимальное снижение порогового числа активных молекул.

§ б] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ 137

1. Выбранный тип колебаний должен способствовать уменьшению ширины линии излучения за счет допплер- эффекта первого порядка.
2. Резонатор должен достаточно легко и точно настраи­ваться на частоту молекулярного перехода и сохранять эту настройку длительное время независимо от внешних усло­вий.

Как видно из (6,68), выражение для пороговой интенсив­ности пучка активных молекул содержит два сомножителя. Первый из них целиком определяется параметрами рабо­чего вещества, второй —■ свойствами резонатора. Полезно ввести в рассмотрение величину



которая называется качеством резонатора. Увеличение М благоприятно сказывается на выполнении условий само­возбуждения генератора, поэтому при прочих равных ус­ловиях следует отдавать предпочтение резонатору с боль­шим М. Оценим верхнее значение М для резонатора моле­кулярного генератора на аммиаке. Прежде всего посмотрим, из каких соображений можно определить максимальную длину резонатора L. Очевидно, что эта длина зависит от траектории активных молекул внутри резонатора. Пучок молекул имеет конечную направленность, определяемую максимальным углом захвата сортирующей системы амакс, причем радиальная скорость молекул отлична от нуля. Поэтому, пролетая параллельно оси резонатора, молекулы отклоняются по направлению к его стенке и в конце кон­цов ударяются о нее. Таким образом, максимальная длина резонатора LМакс определяется из следующего соотношения:

где «у —продольная компонента скорости молекул. Для малых углов захвата

'макс



*U*

(6,69)

г,

**р**

**'макс**

а,

**'макс**

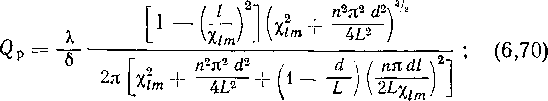
Для генератора на аммиаке гр—-0,5см, амаКс—' 5°, тогда Lмакс ^ 5 см. Обычно длина резонатора берется несколько

138 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ 1.ГЛ. II

большей: -—(8 ч- 10) см. Ьиакс можно рассчитать также из требования малости допплеровского уширения, связан­ного с радиальной компонентой скорости молекул, по сравнению с уширением линии за счет конечного времени пролета молекул через резонатор [25]. Эти расчеты при­водят к близким результатам.

Наиболее важной характеристикой резонатора, оказы­вающей существенное влияние на работу квантового гене­ратора, является добротность Qp. Добротность прежде все­го сказывается на пороге самовозбуждения генератора и на относительной стабильности частоты, хотя и противо­положным образом. Действительно, рост Qp приводит к соответственному повышению качества резонатора и, сле­довательно, к уменьшению порогового числа активных молекул. В то же время с ростом Qp увеличивается отно­шение Qp/Qn, входящее в (4,45) и дестабилизирующее воз­действие резонатора на частоту колебаний квантового ге­нератора. Тем не менее, ввиду того что практически во всех известных квантовых генераторах, используемых в качестве реперов частоты, весьма желательно иметь как можно более низкий порог самовозбуждения, необходимо стремиться к увеличению Qp.

Величина добротности ненагруженного резонатора за­висит от омических потерь в его стенках, от частоты и типа колебаний и от геометрических размеров резонатора. Чаще всего в квантовых генераторах используются цилиндри­ческие резонаторы, которые, по сравнению с прямоуголь­ными, имеют большую величину М и относительно просты в изготовлении. Добротность такого резонатора для коле­баний типа ТЕ[тп определяется по формуле



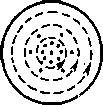
для колебаний типа ТМ;т„

$ 6] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММЙАКЕ 139

здесь d и L — диаметр и длина резонатора; т, п — число полуволн, укладывающихся соответственно вдоль радиу­са и оси резонатора; / — число волн, укладывающихся по периметру резонатора; %im—tn-n корень уравнения Jt(%) = 0 Для ТЕ-колебаний и т-й корень уравнения Jt (у) = = 0 для колебаний ТМ; 6 — глубина скин-слоя; j\ (%) и

ТМ,

010



*-н*

**Рис. 6,7. Распределение полей для колебаний типа** ТМою **в круглом резонаторе.**

h (%) — функции Бесселя. Длина волны X для типов коле­баний ТЕ и ТМ резонатора, входящая в (6,70) и (6,71), за­висит от размеров резонатора и индексов /, т, п:

*im*

*лй*

+

*L*

(6,72)

Как следует из (6,72), заданная длина волны колебаний резонатора может быть получена при различных величи­нах d и L и индексах /, т, п. Для пучковых генераторов, таких, как генератор на аммиаке, на синильной кислоте и на формальдегиде, как правило, используются резонаторы с колебаниями типа ТМ010. Рис. 6,7 показывает распределе­ние /электрического и магнитного полей в таком резона­торе. Из рисунка видно, что при п = 0 электрическое поле вдоль оси резонатора однородно. Такое распределе­ние соответствует бесконечной фазовой скорости поля в этом направлении, что благоприятно сказывается на ши­рине исходной спектральной линии. Действительно, за счет допплер-эффекта сдвиг частоты излучения молекул, движущихся в волноводе, равен [27]

140 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ 1.ГЛ. II

Знак в (6,73) выбирается в зависимости от направления MmoJt относительно Мфаз- Из этой формулы следует, что Av-v 0 при «фаз-^ 00 • Следовательно, колебания типа ТМ010 не приводят к сдвигу и соответственно к уширению спект­ральной линии за счет допплер-эффекта, если молекулы летят параллельно оси резонатора. Однако наличие не­которой расходимости молекулярного пучка не дает воз­можности полностью избавиться от допплер-эффекта пер­вого порядка. Длина волны и добротность круглого резо­натора с колебаниями типа ТМ010 определяются в соответ­ствии с формулами (6,72) и (6,71) при п = I = 0 я т = I:

т. е. в данном случае длина волны не зависит от длины ре­зонатора. Последнюю можно выбрать равной значению £макс, найденному выше. Добротность такого резонатора равна

В качестве иллюстрации определим параметры резона­тора молекулярного генератора на линии (/ = /( = 3) ам­миака с частотой перехода 23 870,13 Мгц. Из (6,74) находим

Выбрав длину резонатора равной 12 см, из (6,75) для медного резонатора, у которого б = 4,27 -10-5 см, полу­чим

и соотвётственно М = 7,7.

В таблице 6,1 приведены данные круглых и прямоуголь­ных медных резонаторов (L = 12 см), работающих на раз­личных типах колебаний.



(6,74)

п \_ А- Хох

Чою —



или, с учетом (6,74),



(6,75)

Qp~l,l-104

§ 6] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ 141

**Таблица 6,1**

|  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| Тип колеба­ний \*) | Размеры, см | QP | М | Примечания |
| ТМохо | d/2 0,48 | 10890 | 7,7 | Круглый резонатор |
| ТМои | 0,48 | 10 400 | 6,0 | » » |
| ТЕоп | 0,76 | 17 800 | 4,1 | » » |
| ТЕШ | 0,37 | 6100 | 5,9 | » » |
| ТЕзи | 0,61 | 8100 | 2,9 | » » |
| ТЕоп | а х b 0,63x0,31 | 3 700 | 7,8 | Прямоугольный |
| ТЕоп | 0,63x0,63 | 4 90Э | 5,2 | резонатор То же |
| ТЕпо | 0,89x0,89 | 10100 | 6,5 | » » |
| \*) Для типов колебаний с п = | | LQ р  1 величина М = —д— | | умножается на коэф- |
| фициент  71г' | |  |  |  |

На практике добротность резонатора оказывается ниже теоретической, получаемой из (6,75). Помимо чисто техно­логических причин, это объясняется шунтирующим влия­нием нагрузки, роль которой играют входные цепи при­емника, присоединенного к резонатору квантового гене­ратора, а также наличием на концах резонатора отверстий для входа и выхсца молекулярного пучка. Как правило, эти отверстия выполняются в виде коротких отрезков круглых волноводов, сечение которых является запре­дельным для колебаний, возникающих в резонаторе моле­кулярного генератора. При диаметре волноводов в 0,6 см и длине 0,6 -ч- 0,8 см потери на излучение через них практи­чески отсутствуют, в то же время сечение молекулярного пучка, входящего в резонатор, еще достаточно велико.

Для настройки резонатора на частоту спектральной ли­нии могут быть использованы методы, известные в СВЧ- технике. Чаще всего настройка резонатора осуществляется с помощью металлического или диэлектрическоро штыря, вводимого внутрь резонатора, или путем изменения разме­

142 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

ров резонатора с помощью механического или теплового воздействия.

В квантовых генераторах миллиметрового диапазона от применения описанных выше резонаторов отказы­ваются, так как их размеры слишком малы. При этом добротность резонатора падает, как (ю)-/з, в то же время число собственных частот AN, приходящееся на частот­ный интервал Дсо, быстро растет с частотой:

AN = (У/2я:2с3) со2Аса.

Снижается и эффективная интенсивность пучка активных молекул вследствие малого диаметра входного отверстия резонатора. Все это затрудняет выполнение условий само­возбуждения генератора. Более выгодными с этой точки зрения являются открытые зеркальные резонаторы типа интерферометра Фабри — Перо, широко применяемые в

* настоящее время в оптическом диапазоне. Такой резонатор состоит из двух хорошо отражающих квадратных или круглых пластин, расположенных параллельно друг дру­гу. Указанный тип резонатора фактически является предельным случаем обычного закрытого объемного резона­тора, боковые стенки которого обладают большими поте­рями, что эквивалентно с точки зрения затухания элект­ромагнитного поля полному отсутствию этих стенок. Дей­ствительно, волны, направление распространения которых не совпадает с перпендикуляром к торцам резонатора, попадают на поглощающие боковые стенки и теряются в них. При отсутствии боковых стенок и конечных размерах торцов эти волны «сбегают» с торцов и уходят в свободное пространство. Такие потери специфичны для открытых ре­зонаторов и называются дифракционными. Наличие диф­ракционных потерь делает понятным необходимость па­раллельной установки зеркал, отклонение от которой уско­ряет «сбегание» волны с зеркала, увеличивая тем самым дифракционные потери. Из сказанного ясно, что в зеркаль­ном резонаторе могут существовать колебания только с на­правлением распространения, мало отличающимся от пер­пендикулярного по отношению к зеркалам.

Эго означает, что в открытом резонаторе происходит се­лекция типов колебаний, существенно снижающая их число по сравнению с замкнутым резонатором. Однако основные

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ

143

потери в резонаторе возникают при отражении волны от зеркал. В области миллиметровых и субмиллиметровых волн достаточно большие коэффициенты отражения,

* 98-4-99%, могут быть получены с помощью хорошо от­полированных медных или посеребренных зеркал. В опти­ческом же диапазоне коэффициент отражения металличес­ких зеркал падает и значительно более выгодным становится использование многослойных диэлектрических зеркал, лучшие из которых имеют коэффициент отражения —99,5%.

Для вычисления добротности Qp резонатора Фабри — Перо можно воспользоваться известной формулой для добротности обычного волноводного объемного резонатора, выраженной через коэффициенты отражения по напряже­нию и R2:

п I RiR2e~^L I /2лL \ / К \ 7Дч

= 1-им,ЛI ЬгНхЬ (6’76)

где L — длина резонатора, р — постоянная затухания для волновода, А,в — длина волны в волноводе.

Можно считать, что для пустого зеркального резонатора р ^ 0 и Хв равна длине волны в свободном пространстве. Если зеркала резонатора одинаковы, то

= = -|Л-а, —б„ (6,77)

где 6Г — относительные потери мощности при отражении от зеркал, 6а — относительные дифракционные потери мощности на зеркалах.

Для случая малых потерь (3 ^ 0) выражение (6,76) при­обретает вид

Qp = s-k^ <6'78)

**ИЛИ**

причем

**£-£+£■** <6’79)

п 2лЬ п 2л1

~ ТбГ и "" 1б7'

Дифракционные потери зависят от геометрических размеров резонатора и приближенно могут быть записаны следующим

144 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

образом:

(**6**,**80**)

где d — диаметр зеркал резонатора. Выбирая соответ­ствующим образом размеры резонатора, можно сделать дифракционные потери пренебрежимо малыми. Другим путем уменьшения дифракционных потерь является замена плоских зеркал сферическими, расположенными друг от дру­га на расстоянии их радиуса кривизны. Такой резонатор называется конфокальным. Из-за фокусирующего действия такого резонатора дифракционные потери в нем примерно в десять раз меньше, чем в плоском. Дополнительным пре­имуществом конфокального резонатора является также от­сутствие жестких требований к взаимной юстировке зер­кал, так что влияние перекосов в их установке сказывается на работе квантового генератора значительно слабее, чем в случае плоскопараллельного резонатора. Влияние ме­таллического корпуса генератора на колебания в конфокаль­ном резонаторе также существенно меньше, чем в случае плоского резонатора.

Чтобы настроить резонатор типа Фабри — Перо на оп­ределенную частоту, необходимо подобрать расстояние между зеркалами так, чтобы между ними укладывалось целое число полуволн. Обычно настройка резонатора осуще­ствляется перемещением одного из зеркал. Отвод мощности из открытого резонатора осуществляется обычным спосо­бом — с помощью волновода, присоединенного к резона­тору через отверстие связи, проделанное в одном из зер­кал, или же через полупрозрачное зеркало, которое выпол­няется в виде сетки с соответствующим коэффициентом за­полнения.

Существенным моментом при разработке резонатора для квантового генератора является обеспечение частотной стабильности резонатора, в значительной мере определяю­щей стабильность частоты генерируемых колебаний. Для этого прежде всего необходимо исключить влияние эф­фектов, вызывающих изменение геометрических размеров резонатора, и прежде всего влияние температуры. С этой целью можно использовать два давно известных метода — термокомпенсацию и термостатировчние резонатора. До­

§ 6] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ 145

стоинством тер1\юкомпенсации, при которой резонатор изго­тавливается из специально подобранных материалов, имею­щих коэффициенты теплового расширения разных знаков, является относительная простота. Однако малый диапазон допустимых колебаний внешней температуры и сравни­тельно невысокая точность компенсации температуры ог­раничивают применение этого метода в квантовых стандар­тах частоты. В этом смысле термостатирование резонатора является значительно более универсальным и гибким спо­собом, позволяющим удовлетворить практически любым требованиям. Методика расчета термостата дана в главе III применительно к кварцевым генераторам. Полученные результаты можно использовать и при термостатировании резонаторов квантовых генераторов, однако с учетом осо­бенностей теплоизоляции резонатора, находящегося внутри ^вакуумного кожуха генератора. Чтобы получить наиболь­шую относительную стабильность частоты квантового гене­ратора, необходимо термостатировать резонатор с точностью до 0,0Э1° С. Такая точность термостатирования в случае аммиачного молекулярного генератора при использова­нии медного или латунного резонатора может обеспечить кратковременную стабильность частоты —10~12. Изгото­вление резонаторов в тех случаях, когда это возможно, из материалов с малым коэффициентом расширения, таких, как плавленый кварц или суперинвар, снижает требования к точности термостатирования и облегчает получение сиг­налов, стабильных по частоте.

Значительное влияние на настройку резонатора кванто­вого генератора оказывают нагрузка и волноводный тракт, соединяющий ее с резонатором. Нестабильность их пара­метров изменяет реактивную проводимость резонатора и его добротность. Радикальным методом борьбы с этим вред­ным эффектом является использование ферритовых венти­лей, помещаемых на выходе резонатора. Ощутимые ре­зультаты дает также уменьшение в разумных пределах свя­зи резонатора с нагрузкой.

1. Для того чтобы пучок молекул, проходя расстояние от источника пучка до входа в резонатор, из-за столкнове­ний с молекулами воздуха или рассеянными молекулами рабочего вещества не разрушался, источник пучка, сорти­рующая система и резонатор генератора помещаются в гер­

146 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

метический кожух, откачиваемый до 10~5 -4- 10мм рт. ст Откачка кожуха молекулярного генератора обычно про­изводится двумя насосами: форвакуумным ротационным на­сосом и высоковакуумным диффузионным паромасляным или же ионно-геттерным насосом. Необходимая производи­тельность вакуумного насоса определяется количеством молекул, испускаемых источником пучка за секунду, и тем давлением, которое желательно поддерживать внутри мо­лекулярного генератора. Связь этих величин может быть получена из уравнения состояния идеального газа Клапей­рона — Клаузиуса и для аммиака выражается следующим образом:

5 = 2,8\* Ю-20-^-, (6,81)

где 5 — производительность насоса в л/сек\ N — число молекул, вылетающих из источника за секунду; р0 — давление внутри молекулярного генератора в мм рт. ст.

Для N — 1018 молекула/сек и р0 = 3 -10~6 мм рт. ст. из (6,81) получаем 5 ^ 104 л/сек. Хотя насосы с такой боль­шой производительностью и существуют, но из-за боль­ших габаритов и значительного энергопотребления их применение вызывает известные трудности. Использова­ние источника типа «канал» позволяет уменьшить полный поток молекул примерно в десять раз и соответственно упот­реблять более приемлемые высоковакуумные насосы про­изводительностью около 103 л/сек. Однако физические свой­ства аммиака позволяют еще больше снизить необходимую производительность вакуумных насосов. Дело в том, что при —77° С аммиак замерзает, поэтому его можно легко вымораживать на поверхностях, охлаждаемых с помощью жидкого азота. Скорость вымораживания аммиака на 1 см2 поверхности составляет, как показывают измерения, около 5 л/сек, т. е. холодная поверхность размером 50 X х 50 см эквивалентна по своему действию насосу со ско­ростью откачки до 104 л/сек.

Обычно для вымораживания аммиака внутрь молеку­лярного генератора вставляется герметический металличес­кий сосуд с достаточно развитой поверхностью. Горловина сосуда, через которую заливается жидкий азот, выводится через кожух генератора наружу. Роль высоковакуумного

§ 6] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ

насоса в этом случае сводится к откачке газов, не конден-  
сирующихся на охлажденной поверхности, таких, как  
азот, кислород, водород и т. п. Так как количество этих  
газов, попадающих внутрь генератора в основном за счет

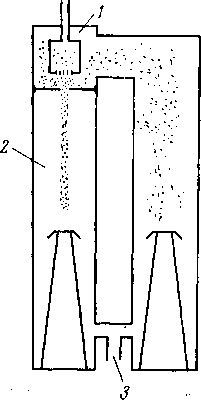
течей или загрязнения аммиака, ма-  
ло, можно ограничиться насосом  
производительностью всего 100 -f-  
4-150 л]сек.

Хотя применение жидкого азота  
для вымораживания аммиака суще-  
ственно уменьшает необходимую  
производительность вакуумного на-  
соса, оно вносит и ряд неудобств.

Это, прежде всего, удлинение вре-  
мени запуска и остановки прибора,  
большая сложность обслуживания,  
ограничение длительности непре-  
рывной работы генератора из-за на-  
мерзания значительного количества  
амшака на холодных поверхностях,  
в некоторых случаях сложность  
обеспечения жидким азотом. В ла-  
бораторных условиях эти недостат-  
ки несущественны, однако при  
широком использовании молеку-  
лярных генераторов они могут за-  
метным образом затруднить работу.

Необходимую скорость откачки  
можно уменьшить за счет умень-  
шения N или за счет увеличения

р0 (ом. (6,81)). К сожалению, даже источники типа «канал»  
не могут сформировать достаточно узкий пучок молекул  
необходимой интенсивности. Поэтому, как было показано  
выше, значительная часть молекул, летящих в угле боль-  
шем, чем угол захвата сортирующей системы, в работе гене-  
ратора не участвует и лишь бесполезно нагружает насос.  
Положение существенно облегчается при использовании  
двухкамерной конструкции молекулярного генератора  
[46], при которой корпус генератора разделяется на две  
части: камеру источника пучка и рабочую камеру, с неза-  
висимой откачкой каждой камеры (рис. 6,8). Камеры



**Рис. 6,8. Двухкамерный генератор. 1 — отсек ис­точника пучка, 2 — ра­бочий отсек, 3 — трубо­провод к форвакуумному насосу.**

148 КОНСТРУЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. И

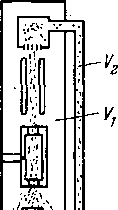
разделяются диафрагмой, положение и отверстие которой  
подбираются так, чтобы обеспечить необходимую направлен-  
ность пучка, входящего в рабочую камеру. При этом в каме-  
ре источника остается более 90% всех молекул. Но, так как  
в этой камере молекулярный пучок должен пройти путь  
менее одного сантиметра, давление в ней может доходить

до 3 -10мм рт. ст. В соответствии с (6,81)  
при N — 1018 молекула/сек такой вакуум  
можно обеспечить насосом с производитель-  
ностью всего в 10 л/сек.

Мощность молекулярного генератора мо-  
жет достигать 10~9 вт. Для получения такой  
мощности в резонатор должно ежесекундно  
входить —1015 активных молекул. Для ли-  
нии (3,3) это составляет примерно 2% от об-  
щего числа молекул, т. е. в рабочую камеру  
должно входить ~1 -1017молекула/сек. Прак-  
тика показывает, что молекулярный гене-  
ратор достаточно хорошо работает и при  
вакууме в рабочей камере—(1-ь-2) -10“5лш  
рт. ст., для создания которого при потоке  
1 Л011 молекула/сек достаточно насоса с про-  
изводительностью менее 300 л/сек.

Дальнейшее усовершенствование ваку-  
умной системы молекулярного генератора  
возможно, если будут созданы эффективные  
источники пучкас высокой направленностью.

Ь5 частности в этом случае можно создать молекуляр-  
ный генератор с циркуляцией аммиака (рис. 6,9). Возмож-  
ность такой циркуляции обеспечивается тем, что выпускное  
давление обычных высоковакуумных насосов имеет ту же  
величину, что и рабочее давление газа в источнике пучка,  
т. е. —10-1 -г- 10~2 мм рт. ст. Если в начальный момент  
предварительно обезгаженную и откачанную до высокого  
вакуума систему заполнить чистым аммиаком до давления  
—1 -10-3 мм рт. ст. и взять (Vi/V2) ~ 102 (см. рис. 6,9), то  
при включении насоса с подобранной по формуле (6,81)  
производительностью практически весь газ перейдет в V2,  
т. е. в источник пучка, где давление будет bFi/1/2 раз больше  
начального, т. е. —10-1 мм рт. ст. При этом в рабочей ка-  
мере!^ обеспечивается достаточный вакуум ^10-5лш рт. ст.



**Рис. 6,9. Гене­ратор с цирку­ляцией рабочего газа.**

§ б] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ 149

Для длительной работы такой конструкции необходимы масло с высокой термостойкостью и геттер, не поглощающий аммиак. Генератор с циркуляцией аммиака можно выпол­нить также в двухкамерном варианте. Такой вариант ге­нератора особенно удобен, если в качестве рабочего газа используются ядовитые вещества, например пары синиль­ной кислоты, проникновение которых в атмосферу весьма опасно. Следует заметить, что попадание паров масла высо­ковакуумного насоса в рабочий объем оказывает вредное влияние на работу генератора и вакуумметров. Поэтому необходимо высоковакуумные паромасляные насосы отде­лять от рабочего объема масляными ловушками, напри­мер, типа ТВЛ.

В ряде случаев необходимо иметь предельно легкий и компактный переносной генератор с минимальным энергопот­реблением. Этим требованиям отвечает конструкция гене­ратора с сорбционным угольным или ионно-геттерным на­сосом с вымораживанием аммиака жидким азотом. Роль сорбционных насосов сводится в этом случае к откачке не- конденсирующихся газов, прежде всего воздуха. Наиболее экономичным является генератор с угольным насосом. Дело в том, что активированный древесный уголь, напри-

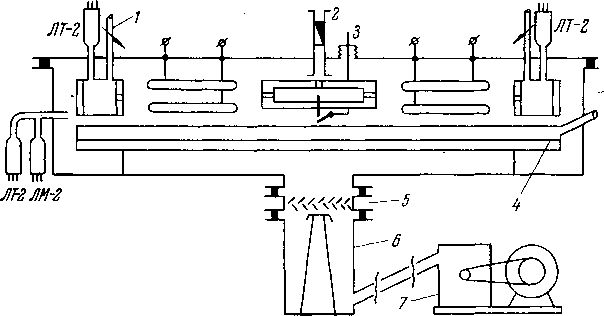
* мер типа БАУ, при охлаждении до температуры жидкого азота интенсивно поглощает воздух и другие газы и обеспе­чивает поддержание необходимого вакуума внутри моле­кулярного генератора. Чтобы увеличить срок непрерыв­ной работы такого генератора, необходимо защитить угольный насос от попадания на него аммиака, так как ам­миак может быстро насытить уголь, в результате чего ра­бота генератора прекратится вследствие ухудшения ва­куума.

Недостаток молекулярного генератора с сорбционным угольным насосом заключается в необходимости периоди­ческой активации угля. Время непрерывной работы такого генератора ограничивается несколькими десятками часов. Замена угольного насоса ионно-геттерным увеличивает это время до нескольких сот часов, но приводит к заметному увеличению энергопотребления.

Стабильность работы молекулярного генератора в су­щественной мере зависит от величины и постоянства давле­ния в рабочем объеме генератора и в источнике пучка.

150 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ ^Л. II

Поэтому необходимо контролировать эти параметры в про­цессе работы генератора. Для этого чаще всего приме­няются два типа серийных вакуумметров: термопарный ва­куумметр ЛТ-2 с пределами измерения от 10-1 до 10~4 мм рт. ст. и ионизационный вакуумметр ЛМ-2 с пределами измерений от 10-4 до 10~7 мм рт. ст., которые используют-



**Рис. 6,10. Полная схема молекулярного аммиачного генератора: 1 — ре­гулировка подачи аммиака, 2 — ферритовый вентиль, 3 — настройка резонатора, 4 — азотная ловушка, 5 — термоэлектрическая ловушка, 6 — диффузионный насос, 7 — форвакуумный насос.**

ся в комплекте с измерительным блоком ВИТ-1. Схемати­ческое устройство вакуумной системы молекулярного ге­нератора со всеми необходимыми элементами изображено на рис. 6,10. На этом мы заканчиваем описание основных узлов квантового генератора.

1. Как было показано в § 4, частота колебаний кванто­вого генератора зависит от целого ряда факторов, в част­ности от настройки резонатора, интенсивности молекуляр­ного пучка, нагрузки и т. д. В результате' генерируемая частота может в значительных пределах отличаться от ча­стоты рабочего перехода. Поэтому необходимо производить настройку резонатора на вершину спектральной линии. Такая настройка позволяет исключить влияние дестабили­зирующих факторов. Полученное ранее выражение,

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ

151

определяющее частоту колебаний квантового генератора:

со — ©о \_ 1 1 — COS 20 юр —

©о “2^07" Ип20 с^ ’ ^ ’

1. “ 20

где

е = „ 1^1Ц = /(е),

1— 20

показывает, что если частота настройки резонатора совпа­дает с частотой перехода (сор = со0), то частота колебаний генератора также совпадает с частотой перехода (со = со0). Однако настройка резонатора на частоту со0 с нужной точ­ностью, вообще говоря, трудно осуществима.

Не вызывает особых затруднений настройка резонатора по максимуму выходной мощности генерации. Однако в этом случае воспроизводимость частоты генератора обеспечи­вается с точностью (1 -f-3)\*10~9, что не может считаться удовлетворительным. Значительно более эффективны мо­дуляционные методы настройки генератора. Действительно, в соответствии с (6,82) частота колебаний генератора за­висит от <5Л и / (©). Изменяя эти величины при помощи со­ответствующих модуляционных устройств, можно обеспе­чить небольшие регулярные изменения со. Диапазон изме­нения со зависит не только от глубины модуляции величин Qn и / (©), но и от настройки резонатора. Изменения со при настройке резонатора на вершину спектральной линии минимальны, а при его настройке на склоны спектральной линии изменения со максимальны. Поэтому, настраивая резонатор на минимум частотной модуляции сигнала мо­лекулярного генератора, можно добиться настройки ре­зонатора на вершину спектральной линии, а следовательно, обеспечить наибольшую точность значения генерируемой частоты.

Наиболее распространенными являются два модуля­ционных метода настройки молекулярного генератора: ме­тод модуляции интенсивности пучка при изменении давле­ния в источнике и метод модуляции эффективной ширины спектральной линии с помощью переменного магнитного поля, накладываемого на резонатор генератора. Рассмот­рим сначала первый метод. При изменении интенсивности

152 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [гл. II

молекулярного пучка в (6,82) возникает нелинейная по­правка к частоте за счет функции /(©), которая приводит к модуляции частоты генератора. Критерием точности настройки является условие

где Щ — напряжение на сортирующей системе, Н — маг­нитное поле в области резонатора.

Давление в источнике пучка модулируется вокруг его оптимального значения, выбранного по максимуму сиг­нала. Модуляция осуществляется периодическим изме­нением сечения трубок, подводящих аммиак к источнику пучка, например, при помощи подвижной диафрагмы. Верхняя частота модуляции пучка £2Макс определяется вре­менем установления колебаний в резонаторе, которое можно считать равным среднему времени взаимодействия частиц с электромагнитным полем т. Для молекулярного генератора т ж 10~4 сек, т. е. QMaKC^ 104 гц. Практически же частота модуляции выбирается порядка 1 гц. Это свя­зано с тем, что трубки, подводящие рабочий газ к источнику пучка, имеют большое сопротивление. Поэтому быстрые пульсации газа в них сглаживаются.

Интенсивность пучка зависит не только от давления в источнике, но и от величины поля в сортирующей системе. Изменение напряжения на сортирующей системе также приводит к модуляции частоты квантового генератора и может быть использовано для его настройки. Однако этот метод не нашел широкого применения, так как при модуляции напряжения одновременно с изменением интен­сивности пучка меняется также и форма исходной спект­ральной линии. Поясним это на примере линии J — К = 3 генератора на аммиаке. Как уже указывалось в главе I, атом азота N14 обладает ядерным спином In = 1, в резуль­тате чего суммарный угловой момент молекулы аммиака N14H3 Fx, равный сумме J и In, может принимать три зна­чения: = 4, 3, 2. Для инверсионных переходов имеют место правила отбора AFx = 1 и AF1 = 0. Частоты пере­ходов с AFt = 1 отстоят от частоты инверсионного пере­хода (центральная линия) в отсутствие сверхтонкой струк­туры на несколько мегагерц, и их влияние на работу моле­



§ 6j . МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ

кулярного генератора можно не учитывать. Частоты же переходов с A= 0 весьма близки к частоте центральной линии. В результате исходная спектральная линия состоит соответственно из трех сливающихся компонент, причем каждая компонента будет взаимодействовать с полем сорти­рующей системы в соответствии с характерной для нее вели­чиной проекции /71 на направление поля, которая может

***Ff-3***

***Ff-3***

-/ О +/ со,мгц -/ О  
а) 6)

+/ *caj<8L*

**Рис. 6,11. Квадрупольная структура линии J — К = 3 аммиака N14H3: а) до и б) после сортировки в электрическом поле квадруполь­ного конденсатора.**

принимать значения MFl = 0, ±1,..., ±FV В газообраз­ном аммиаке, находящемся в состоянии теплового рав­новесия, и в пучке молекул аммиака, выходящем из источ­ника, относительная интенсивность компонент с различ­ными Fx пропорциональна числу возможных значений MFl, которое равно 2F1Jr 1. Таким образом, интенсивности компонент с Fx = 3, 4, 2 на входе сортирующей системы относятся, как 7:9: 5. Учет влияния сортировки и веро­ятностей переходов с AFx = 0 показывает [29], что в моле­кулярном генераторе отношение интенсивностей этих ком­понент будет другим, а именно: 1 : 0,92 : 0,047. Отсюда видно, что если при наблюдении в газе вершина спектраль­ной линии находится вблизи компоненты с Fx = 4, то в молекулярном генераторе она сдвигается ближе к компо­ненте с Fx = 3 (см. рис. 6,11), причем этот сдвиг зависит от величины поля в сортирующей системе.

Следует отметить, что этот эффект приводит к тому, что настройка молекулярного генератора при помощи моду­ляции давления в источнике пучка для спектральной линии

154 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. п

J = /С — 3 зависит от напряжения на сортирующей си­стеме.

Наиболее действенной мерой по уменьшению влияния полей в сортирующей системе на частоту колебаний генера­тора является использование в нем спектральных линий с более простой структурой, не меняющейся при сортиров­ке. Это инверсионная линия с J — 3, К = 2 для аммиака N14H3 и линия J = ЬС = 3 для изотопного аммиака N15H3, у которого квадрупольный момент ядра азота равен нулю. Идеальным с этой точки зрения является переход между подуровнями сверхтонкого расщепления в спектре атома водорода, яеляющийся рабочим переходом в водородном генераторе.

Настройка генератора с помощью модуляции интенсив­ности молекулярного пучка возможна только в том слу­чае, когда функция /(©) в уравнении (6,82) зависит от ам­плитуды колебаний генератора. В случае водородного генератора и генератора на аммиаке, работающего в ре­жиме слабых сигналов, когда /(©) ~ const, указанный ме­тод неприменим.

Весьма удобным и универсальным методом настройки квантового генератора на вершину спектральной линии яв­ляется метод модуляции ее эффективной ширины. Ширина линии, а следовательно, и ее добротность Qn изменяются в результате различных воздействий, в частности при со­ударениях из-за уменьшения времени жизни частиц на верхнем уровне в результате перевода их на какой-либо промежуточный уровень, под воздействием вспомогатель­ного радиоизлучения, при модуляции ширины линии пере­менным магнитным полем соответствующей ориентации. Первые два способа в настоящее время используются в основном для настройки водородного генератора. Рас­смотрим более подробно настройку молекулярного генера­тора при помощи модуляции магнитным полем [47]. Для простоты будем считать, что в генераторе используется па­ра инверсионных уровней молекулы с полным моментом J — 72. В постоянном магнитном поле каждый уровень расщепляется на два подуровня с Mj — + г/2 и Mj = —г/2 (рис. 6,12). Модуляции поддаются переходы между под­уровнями, обладающие разными частотами, т. е. переходы с A Mj = ± 1. При A Mj = 0 частоты обоих переходов

§ 6] МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР НА АММИАКЕ 155

одинаковы и спектральная линия не расщепляется. Для  
того чтобы переходы с AMj = ± 1 были разрешены, не-  
обходимо, чтобы магнитное поле было перпендикулярно  
высокочастотному полю в резонаторе генератора. В этом  
случае частоты обеих компонент определяются по формуле

«1,2 = w0 + диЛ >

где g — фактор спектроскопического расщепления, ^ —  
ядерный магнетон, Н — напряженность магнитного поля.

Модуляция добротности  
спектральной линии тогда эф-  
фективна, когда разница ча-  
стот обеих зеемановских ком-  
понент порядка ширины ис-  
ходной спектральной линии,  
определяемой средним време-  
нем взаимодействия частицы  
с полем резонатора. В этом  
случае зеемановские компо-  
ненты остаются слившимися,  
а их сдвиг приведет лишь к  
уширению линии, определяе-  
мому изменением величины  
магнитного поля. При слиш-  
ком большом значении моду-  
лирующего магнитного поля  
спектральная линия расще-

пится на отдельные зеемановские компоненты и в генера-  
торе может возникнуть двухчастотный режим. Условие

/ 1

А(о12 = 2Q\iH — определяет максимально допустимую ам­плитуду модулирующего магнитного поля. Проведенное рас­смотрение является весьма приближенным. В действительно­сти исходная линия может иметь в магнитном поле сложную структуру, в результате чего в переменном поле наряду с модуляцией ширины линии появляется и сдвиг ее часто­ты. Так как этот сдвиг растет с увеличением амплитуды маг­нитного поля, последняя должна выбираться достаточно малой. В частности, для линии J = 3, /С = 2 аммиака оптимальное значение поля И ~ 1 -f- 2 э [47],

*Н=0*

*НФО*

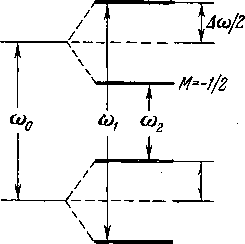
*М=1/2*

мч/г

*Асд/2*

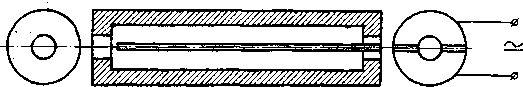
м-ч/в

**Рис. 6,12. Расщепление спект­ральной линии с У = V**2 **б по­стоянном магнитном поле.**



156 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [гл. II

Для создания внутри резонатора переменного магнит­ного поля резонатор помещается между двумя плоскими катушками таким образом, чтобы оси катушек были пер­пендикулярны высокочастотному полю резонатора. Не­достатком этого метода является то, что резонатор необ­ходимо изготовлять из немагнитных материалов, таких, как медь или латунь, которые обладают большим коэффи­циентом температурного расширения. Это в свою очередь



**Рис. 6,13. Разрезной резонатор для магнитной настройки аммиачного генератора.**

заставляет повышать точность термостатирования резона­тора. Можно было бы использовать высокостабильные ре­зонаторы из плавленого кварца или ситалла с посеребрен­ными поверхностями, однако изготовление их довольно сложно. Проще всего использовать при магнитной настрой­ке простые в изготовлении и стабильные суперинваровые резонаторы, которые одновременно играют роль магнит­ной катушки [48]. В этом случае резонатор разреза­ется вдоль оси так, что в сечении .он напоминает букву «П». Тем самым резонатор превращается в одновитковую катушку (рис. 6,13). Пропуская через нее ток, можно легко получить внутри резонатора переменное магнитное поле > нужной величины и ориентации. Для колебаний типа ТМ010 наличие продольного разреза, идущего параллельно си­ловым линиям электрического поля, практически не ска­зывается на добротности резонатора.

В заключение следует отметить, что при сложной струк­туре спектральной линии частота генератора зависит от метода его настройки, причем в зависимости от настройки разница в частотах может доходить до нескольких десят­ков герц. Поэтому, чтобы обеспечить высокую точность совпадения частот нескольких независимо настраиваемых генераторов, необходимо применять один и тот же метод настройки при одних и тех же значениях основных пара­

ДРУГИЕ ТИПЫ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

157

метров генераторов, таких, как давление в источнике пуч­ка, напряжение на сортирующей системе и т. д. При этом для двух одинаковых двухпучковых генераторов, рабо­тающих на линии J — 3, К = 2 аммиака, при независимой настройке достигается совпадение частот с точностью —• (2 --- 3) -10-11.

**§ 7. Другие типы квантовых генераторов**

1. Молекулярный генератор на синильной кислоте HCN [49] интересен прежде всего тем, что это один из наиболее коротковолновых пучковых генераторов. Длина его волны, соответствующая переходу между первым возбужденным вращательным состоянием с / = 1 и основным вращатель­ным состоянием с J = 0, лежит в районе 3,4 мм. Частота колебаний определяется формулой (1,20) § 1. Для HCN

5 = 44315,6 Мгц, т. е. v = 25 = 88 631 Мгц.

Однако это значение частоты является приближенным, так какв(1,20) неучтеносверхтонкоерасщепление вращательных уровней молекулы, обусловленное взаимодействием спина ядра азота (/ = 1) с внутренним полем молекулы. Учет этого взаимодействия [50] приводит к следующему зна­чению энергии вращательного состояния:

Е = flBJ (J + 1) + 2/ (2/ —1)(2У —1)(2/ + 3) Х

X '-|-С(С+1) **—/(У** + 1).ф + **1)].** (7,1)

Здесь

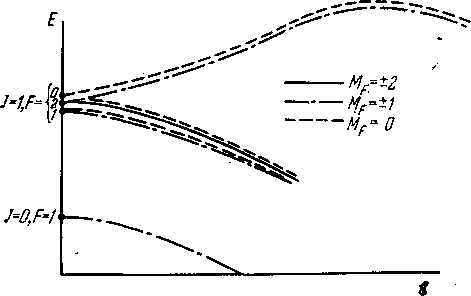
*C = F(F+\)-l{I +* 1),

F — суммарный угловой момент молекулы, который может принимать значения F = J + /; J + / — 1;...; | J—/ [, а g — 4,58 Мгц для HCN.

При воздействии на молекулу HCN постоянного элект­рического поля энергия вращательных уровней меняется (рис. 7,1). Различная зависимость уровней энергии моле­кулы от величины электрического поля дает возможность осуществлять их пространственную сортировку с помощью неоднородных электрических полей, как это делается

158 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. 11

в молекулярном генераторе на аммиаке. При прохождении пучка молекул синильной кислоты через сортирующую систему, например через квадрупольный конденсатор, мо­лекулы, находящиеся в основном состоянии, а также моле­кулы с У — 1, F = 1, Мр = 0, Mf = ± I и с F = 2, Мр = 0, Mf = ± 2 выводятся из пучка, а молекулы с 1 = 1, F = 0, = 0 и с ,i = 1, F = 2, MF = ■+ 1



**Рис. 7,1. Уровни молекулы HCN в электрическом поле.**

фокусируются на оси системы и направляются в резонатор. Таким образом, генерация возможна на частотах, соот­ветствующих переходу с уровня J — 1, F = О, MF= О и с уровня J = F = 2, Mf = dz 1 в основное состояние. Так как энергия используемых уровней в электрическом поле не растет непрерывно с ростом напряженности поля, а имеет четко выраженный максимум, напряжение на сор­тирующей системе имеет смысл увеличивать только до впол­не определенного значения, превышение которого ведет к ухудшению сортировки частиц. Максимальная величина напряженности электрического поля сортирующей систе­мы составляет около 150 кв/см. Следует отметить, что она близка к напряженности, при которой для существующих сортирующих систем возможен пробой. С другой стороны, наличие максимума является положительной чертой моле­кулы HCN, так как способствует уменьшению зависимости

**другие типы Квантовых генераторов**

159

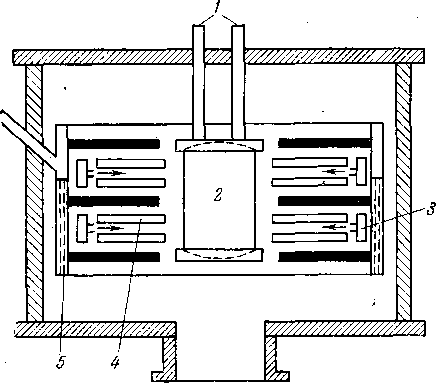
частоты колебаний генератора от напряжения на сортирую­щей системе.

Весьма короткая длина волны рабочего перехода молеку­лы HCN затрудняет использование в генераторе цилиндри­ческих резонаторов с типом колебаний ТМ010, широко при­меняемых в молекулярном генераторе на аммиаке. Малые размеры таких резонаторов, диаметр которых должен со­ставлять около 2,5 мм, не позволяют ввести в них доста­точно интенсивный молекулярный пучок. Кроме того, они трудоемки в изготовлении и сложны в настройке. К тому же добротность цилиндрических резонаторов в миллиметровом диапазоне невелика, поэтому порог само­возбуждения генератора увеличивается. Значительно бо­лее удобными в этом случае являются открытые резонаторы типа Фабри — Перо. В одном из генераторов на HCN исполь­зовался конфокальный резонатор с радиусом кривизны зер­кал 16 см. Энергия из резонатора отводилась с помощью прямоугольного волновода через отверстие связи, распо­ложенное вблизи центра одного из зеркал. При диаметре зеркал около 6 см и расстоянии между ними в 8 см доб­ротность такого резонатора была порядка 3\*104, т. е. во много раз выше, чем добротность цилиндрического резо­натора в этом диапазоне волн. Открытый резонатор, в который молекулярные пучки могут вводиться одновре­менно по всему периметру, естественным образом соче­тается с кольцевой сортирующей системой и кольцевым источником пучка. Это позволяет получить значительно большее количество активных молекул, чем это возможно в конструкциях с цилиндрическим резонатором. Общий вид сортирующей системы и ее расположение в генераторе показаны на рис. 7,2.

Для создания необходимого вакуума и улучшения рабо­ты сортирующей системы внутри генератора располагается фигурная металлическая ловушка, охлаждаемая жидким азотом. Подавляющее количество молекул синильной кис­лоты конденсируется на поверхности этой ловушки, об­легчая тем самым работу вакуумного насоса и не заражая атмосферу рабочих помещений. Хотя полных данных о ра­боте генератора на HCN как репера частоты пока нет, ожидается, что стабильность частоты его колебаний будет достаточно высокой.

160 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

1. Другим молекулярным генератором миллиметро­вого диапазона является генератор на формальдегиде [51]. Молекула формальдегида Н2С12016 имеет структуру слегка асимметричного волчка. Угол между связью С = О и плоскостью, проходящей через атом углерода и оба атома водорода, отличен от 180° и составляет 159° 25'. Диполь- ный момент молекулы направлен вдоль оси, относительно



**Рис. 7,2. Схематический вйд генератора на HCN. 1 — выходные волноводы, 2 — резо­натор, 3 — источник пучка, 4 — сортирую­щая система, 5 — азотная ловушка.**

которой момент инерции имеет наименьшее значение. Ве­личина дипольного момента сравнительно велика и равна 2,34 дебая (для аммиака — 1,48 дебая). Вращательные уровни энергии молекулы формальдегида описываются тремя постоянными А, В и С, которые связаны с момента­ми инерции молекулы относительно соответствующих осей соотношениями [52]:

А

*П*

, В =

А it <7,

С

*h*

**4** Я/У,

(7,2)

§ 73 ДРУГИЕ ТИПЫ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ J61

Степень отклонения молекулы от структуры симметрич­ного волчка характеризуется обычно параметром асиммет­рии х> зависящим от вращательных постоянных А, В и С:



Для вытянутого симметричного волчка (В = С) % = —1, для сплюснутого волчка (А=В) х= + 1. В случае асим­метричного волчка параметр асимметрии может прини­мать все промежуточные значения в пределах —1 -г- +1. Для формальдегида А = 282 106 Мгц, В — 38 834 Мгц, С = 34 004 Мгц, что дает для параметра асимметрии X значение %=—0,961, т. е. величину весьма близкую к—1. Таким образом, асимметрия формальдегида дейст­вительно мала, что позволяет при расчетах ряда его параметров использовать формулы для симметричного волчка.

Наличие даже небольшой асимметрии молекулы вы­нуждает характеризовать ее вращение иначе, чем это де­лается при рассмотрении молекул типа симметричного волчка, таких, как, например, молекулы аммиака. Как мы уже отмечали ранее, вращение молекулы аммиака описы­вается квантовыми числами J, М и К, являющимися ин­тегралами движения. Однако в случае асимметричного волчка J иМ сохраняют свое значение, а квантовое число К теряет прежний смысл. Это связано с тем, что при вращении асимметричной молекулы не существует связанного с ней направления, вдоль которого проекция момента количе­ства движения J оставалась бы постоянной. Поэтому для асимметричного волчка вместо К вводятся два его пре­дельных значения, а именно: К-1 для предельно вытяну­того волчка (х = —1) и К+1 Для предельно сплюснутого волчка (х = + 1). В результате вращательные уровни асимметричного волчка обозначаются через Jk.-uk+i- Такая запись указывает, с каким уровнем симметричного вытя­нутого или сплюснутого волчка совпадает в предельном случае данный уровень асимметричного волчка при умень­шении степени его асимметрии.

Энергия вращательных уровней молекулы формальде­гида записывается через параметры молекулы следующим

**6** в. **В. Григорьянц**

162 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

образом:

==b + c/(J + ,)+^\_b + C)/> (7,4)

где / — некоторая функция, зависящая от Kh и от степе­ни асимметрии молекулы. Для уровней с / = 0 и / = 1 ве­личина / принимает следующие значения:

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Уровень JK-u K+i | f | Уровень JK-u K+i | f |
| f'oo | 0 | 1ц | 1 |
| loi | 1 | lio | 0 |

Возможность переходов между теми или иными враща­тельными уровнями определяется правилами отбора по J, /С.\* и K+i существенно более сложными, чем правила отбора для симметричного волчка. Для формальдегида раз­решены переходы с А/ = 0, ±1, A/C-i = 0, ±2,..., Д/(+1 = = rb 1, ±3,... Согласно этим правилам для получения генерации можно использовать переход 101 —> 000, частота которого составляет — 72 838 Мгц (А, ^ 4 мм). Основное преимущество указанного перехода при создании квантового стандарта частоты состоит в том, что отсутствует тонкая структура соответствующей спектральной линии. Это объ­ясняется тем, что спины ядер кислорода и углерода, вхо­дящих в состав молекулы формальдегида, равны нулю. Кроме того, для данного перехода суммарный спин обоих ядер водорода также равен нулю.

При рассмотрении поведения молекулы формальдегида в электрическом поле, вследствие ее слабой асимметрии, можно использовать соответствующие формулы для сим­метричного волчка. При этом формальдегид эквивалентен линейной молекуле с вращательной постоянной, равной Вэ = (В + С)/2. Если величина х = j\<§/hB3 1 ($ — на­пряженность электрического поля), то энергия линейной молекулы в электрическом поле, которую мы обозначаем

§ 73 ДРУГИЕ ТИПЫ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ 163

через Е, зависит от Щ квадратично, причем

для *J = О, М —* О для *J = \ , М =* О

Е Q- хг -(-...,

Е — 2 -f- -jq- х2 -f- ...,

для J — \ , M — + 1 £ = 2 —

Для больших напряженностей поля характер изменения  
энергии уровней отклоняется от квадратичного и стано-  
вится более сложным. Картина уровней молекулы фор-

мальдегида в электриче-  
ском поле приведена на  
рис. 7,3.

Для сортировки пуч-  
ка молекул формальде-  
гида могут применяться  
обычные сортирующие  
системы типа квадру-  
польного конденсатора,  
в которых молекулы с  
j = 1, м — О фокуси-  
руются на ось системы,  
а молекулы с J = 1,

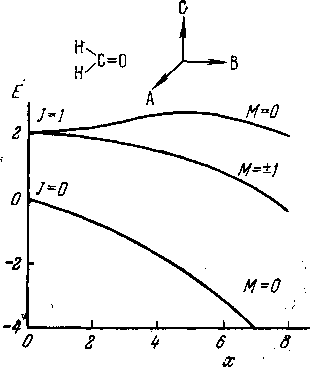
М = ±1и«/ = 0, М — О  
выводятся из пучка. Так  
же, как и для синильной  
кислоты, здесь имеется  
оптимум по величине сор-  
тирующего поля ($опт ~

* \Ъ0,т1см), в пределах

которого следует работать, чтобы свести к минимуму влия-  
ние колебаний напряжения сортирующей системы на ин-  
тенсивность пучка. Максимальный угол захвата, дости-  
гаемый вблизи этого значения напряженности поля при  
Т — 300° К, составляет ж3°.

Газообразный формальдегид, необходимый для созда­ния молекулярного пучка, может быть получен нагрева­нием полиформа, полимера из класса поликсиметиле- нов. При этом колба с полиформом соединяется непосред­ственно с источником пучка. Изменяя температуру колбы,

**6\***



**Рис. 7,3. Уровни молекулы Н2СО в электрическом поле.**

164 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

можно регулировать интенсивность пучка молекул фор­мальдегида в необходимых пределах.

К недостаткам генератора на формальдегиде следует от­нести весьма равномерное распределение частиц по многим состояниям. В результате относительная населенность ра­бочего уровня / = 1, М = 0 при Т = 300° К составляет всего 0,03% от общего числа молекул, что примерно в сто раз меньше, чем населенность верхнего уровня инверсион­ного перехода / = 3, К = 3 аммиака. К некоторому уве­личению населенности рабочего уровня приводит умень­шение температуры. При снижении температуры до —60° С выигрыш в населенности составляет около 1,6 раза, одно­временно в 1,2 раза падает скорость молекул, в результате чего за счет увеличения времени пролета частиц через ре­зонатор самовозбуждение генератора облегчается.

Длина волны квантового генератора на формальдегиде, равная 4,14 мм, позволяет использовать в нем цилиндри­ческий резонатор, работающий на типе колебаний ТМ010. Однако более выгодно, так же как и для генератора на си­нильной кислоте, применение открытых резонаторов типа Фабри — Перо. Параметры открытого резонатора, исполь­зованного в одной из конструкций генератора на формаль­дегиде, следующие: диаметр плоских зеркал 6,5 см, рас­стояние между ними Х/2 = 0,207 см. Добротность резона­тора для простейшего типа колебаний, при котором на зеркалах устанавливается поле с одним максимумом, на­ходящимся в центре зеркала, около 2000. Хотя мощность колебаний генератора на формальдегиде сравнительно ма­ла (—Ю-11 -ч- 10~12 вт), простая структура используемого перехода делает этот генератор весьма перспективным для применения в качестве репера в миллиметровом диапазоне волн.

1. До сих пор мы рассматривали молекулярные гене­раторы. Первым генератором, работающим на атомах, был водородный генератор. В качестве рабочего перехода в генераторе используется переход между состояниями F — 1, mF = 0 я F —0, rriF — 0 в сверхтонкой структуре основного состояний атомов водорода (0 — 0-переход) (рис. 1,7). Частота этого перехода в слабых магнитных полях зависит от'практически немагнитного поля, что весьма существенно с точки зрения получения высокостабиль^

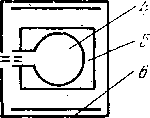
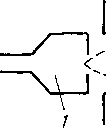
§ 71 ДРУГИЕ ТИПЫ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

ных колебаний. В сильных магнитных полях характер смещения уровней F = 1, тр = О и f = 0, тр = 0 ана­логичен поведению инверсионных уровней аммиака в элект­рическом поле. Это дает возможность осуществлять про­странственную сортировку атомов водорода в неоднородных магнитных полях, создаваемых с помощью многополюс­ных аксиальных магнитов. Важнейшей особенностью ато­марного водорода, помимо простой структуры рабочего пе­рехода (F = 1, тр = 0) -> (F = 0, mF = 0), является слабая зависимость внутреннего состояния атомов от столк­новений со стенками, покрытыми пленками таких веществ, как парафин или тефлон. Указанное свойство атомов во­дорода позволяет использовать в генераторе резонаторы с накопительной ячейкой, покрытой изнутри тефлоном.

Отсортированные атомы, находящиеся в состоянии F — ■= ^ тР = 0, попадая в такую ячейку, могут существо­вать там значительное время, т. е. увеличивается время взаимодействия атомов водорода с высокочастотным полем резонатора. Пропорционально времени взаимодействия уве­личивается добротность линии излучения и, соответствен­но,, стабильность частоты генератора. Кроме того, увеличе­ние времени прерывания атома в резонаторе повышает вероятность его перехода в нижнее состояние, т. е. облег­чает самовозбуждение генератора. Для водородного гене­ратора это особенно важно, так как энергия взаимодействия магнитного дипольного момента, ответственного за переход (F — 1, mF = 0) (F — 0, mF— 0), с высокочастотным полем п римерно в сто раз меньше соответствующей энергии взаимодействия с полем электрического дипольного мо­мента в случае аммиака. Поэтому при одинаковых време­на\* взаимодействия пороговая интенсивность пучка в во­дородном генераторе должна быть примерно в 104 раз боль­ше, чем в молекулярном генераторе на аммиаке. Малая величина магнитного дипольного момента может быть ском­пенсирована увеличением времени взаимодействия атома водорода с высокочастотным полем примерно до одной се­кунды. Именно такие времена и обеспечиваются с помощью тефлоновых покрытий, допускающих более 105 соударений атома водорода со стенкой накопительной ячейки без изме­нения его энергетическрго состояния. Применение накопи­тельной ячейки в врдородром генераторе приводит к тому,

166 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

что атомы водорода, влетающие в резонатор в виде направ­ленного пучка, рассеиваются на стенках колбы и начинают двигаться во всех направлениях с максвелловским распре­делением по скоростям. Однако разрушение направленного пучка не приводит, как это было показано в § 3, к вредному расширению спектральной линии водорода за счет доп- плер-эффекта, если линейные размеры накопительной ячей­ки меньше длины волны рабочего перехода.



**Рис. 7,4. Схема водородного генератора. 1 — источник пучка, 2 — сортирующие магниты, 3 — пучок атомарного водорода, 4 — накопительная ячейка, 5 — резонатор, 6 — многослойный магнитный экран.**

Водородный генератор по своей блок-схеме весьма бли­зок к молекулярному генератору на аммиаке. Однако' от­дельные его узлы обладают некоторыми специфическими особенностями, на которых необходимо остановиться. Устройство водородного генератора иллюстрируется рис. 7,4- Пучок атомов водорода, полученных в источнике пучка в результате диссоциации молекулярного водорода в раз­ряде, проходит через сортирующую систему, которая пред­ставляет собой аксиальный шестиполюсный магнит. Эта система фокусирует на входное отверстие рабочего резона­тора, настроенного на частоту — 1420 Мгц, атомы, нахо­дящиеся в состояниях с F = I, тр = 1,0. Время пребыва­ния атомов водорода в резонаторе определяется размерами накопительной ячейки. Для уменьшения влияния на ста­бильность частоты водородного генератора вредного воз­действия внешних магнитных полей, например поля Земли, остаточных полей деталей самого генератора и т. п., резона­тор помещается в многослойный магнитный экран.

Рассмотрим работу источника пучка атомов водорода (рис. 7,5). В нормальных условиях водород существует в форме двухатомных молекул, поэтому для получения ато­

§ 11 ДРУГИЕ ТИПЫ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ 167

марного водорода необходимо обеспечить их диссоциацию.  
Диссоциация происходит, например, при нагревании моле-  
кулярного водорода до температуры 3000° С и выше, при  
которой связь между атомами разрывается. Однако на прак-  
тике более удобно использовать высокочастотный разряд  
в водороде, который обычно создается непосредственно в

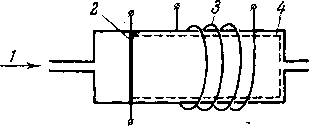
источнике атомного пуч-  
ка. Так как атомарный  
водород легко рекомби-  
нирует, снова превраща-  
ясь в молекулярный во-  
дород, то для уменьше-  
ния рекомбинации стен-  
ки разрядной камеры  
источника пучка покры-  
ваются парафиноподоб-  
ным полимером—пол иси-  
локсаном. В результате  
этого выход атомарного  
водорода возрастает до

* 95%. Наиболее эффективно диссоциация водорода идет  
  при давлении порядка 0,1-—0,5 мм рт. ст. Соответственно  
  этому давлению должен выбираться размер отверстий ис-  
  точника, формирующих пучок. Один из вариантов источни-  
  ка пучка атомов водорода [53] представляет собой разряд-  
  ную камеру диаметром и длиной около 25 мм, помещенную  
  между двумя катушками лампового генератора с частотой  
  колебаний--' 110 Мгц и мощностью— 10 вт. Пучок форми-  
  руется системой из 150 параллельных каналов со средним  
  диаметром каждого канала 8 -10-2 мм и длиной 1,4 мм. Та-  
  кой источник дает около 1017 атомов водорода в секунду.

Перед поступлением молекулярного водорода в разряд-  
ную камеру он должен быть очищен от посторонних приме-  
сей. Для этого используется способность водорода легко  
проникать через некоторые нагретые металлы, в частности  
никель и палладий. Скорость диффузии в сильной степени  
зависит от температуры выбранного металла и определяется  
следующим выражением:

Ьо

W = г -§-(л\_й);



**Рис. 7,5. Источник пучка атомов водо­рода с разрядной камерой. 1—маги­страль подачи молекулярного водоро­да, 2 — нагреваемый палладиевый фильтр, 3 — катушка для возбуждения разряда, 4 — полисилоксановое по­крытие.**

168 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ 1ГЛ. II

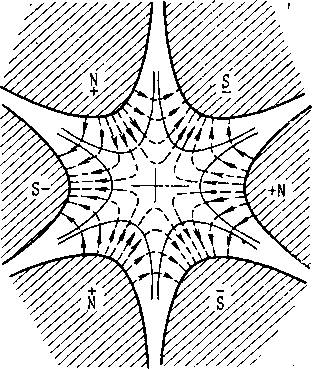
здесь N — число атомов водорода, проходящих через ме-  
таллическую пластину в секунду, S к d — площадь и тол-  
щина пластины, Т — ее температура, (рг — р2) — пере-  
пад давления газа на пластине, D0 и Ь0 — постоянные, ха-  
рактеризующие данный металл. Для палладия, обеспечи-  
вающего наибольшую скорость диффузии, необходимый по-  
ток частиц может быть получен при Т = 300° С и площади

пластины в несколько  
квадратных сантиметров  
при толщине 0,2 мм. Ни-  
келевая пластинка тех  
же размеров должна быть  
нагрета до температу-  
ры ~500° С.

Расчет магнитной сор-  
тирующей системы водо-  
родного генератора ана-  
логичен расчету электри-  
ческой сортирующей си-  
стемы генератора на ам-  
миаке, который был рас-  
смотрен в § 6. Следует  
учитывать лишь то, что  
в магнитных полях по-  
рядка 500 -4- 1000 э, ко-  
торые обычно использу-  
ются для сортировки ато-  
мов водорода, зависи-  
мость энергии взаимо-  
действия атомов от вели-  
чины напряженности по-

ля"# линейна. Для сортировки в водородном генераторе ис-  
пользуется шестиполюсная система (рис. 7,6), в отличие от  
четырехполюсной системы аммиачного генератора. Данные  
одного из типичных шестиполюсных магнитов, применяе-  
мого для сортировки, следующие: длина 10 см, зазор между  
полюсам# — 3 мм, максимальная напряженность поля

* 9900 э. При полном потоке атомов из источника пучка ■— 10le~ 1017 атом!сек поток атомов в состоянии F = 1, trip = 0, попадающих в накопительную ячейку, составляет 1012 -г- 1013 атом!сек.



**Рис. 7,6. Фокусирующее поле шести­полюсного магнита. Эквипотенциаль­ные поверхности (сплошные линии) и силовые линии (пунктир') магнитного поля.**

§7] ДРУГИЕ ТИПЫ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ 169

В качестве резонатора в водородном генераторе исполь­зуется, как правило, цилиндрический резонатор с типом колебаний ТЕ011. Такой тип колебаний обеспечивает полу­чение высокочастотного магнитного поля, близкого к одно­родному, в значительной части объема резонатора. С точки зрения выполнения условий самовозбуждения генератора наиболее выгоден резонатор с одинаковыми длиной и диа­метром, так как в этом случае его добротность максималь­на. Расчет по формулам (6,69) и (6,70) для медного резонато­ра с резонансной частотой колебаний, равной 1420 Мгц, дает

L = Dth 280 мм,

Q р ^ 6 • 104.

Реальная добротность резонатора оказывается меньше, в частности, из-за наличия внутри резонатора накопитель­ной ячейки. Для уменьшения отрицательного влияния ячейки на добротность резонатора она изготавливается из кварца, обладающего существенно более низкими потерями на высоких частотах, чем стекло. Так же, как и в генера­торе на аммиаке, изготовление резонатора из материалов с низким коэффициентом температурного расширения бла­гоприятно сказывается на стабильности частоты колебаний. Однако применение магнитных материалов, таких, как инвар, в данном случае исключено из-за большой остаточ­ной намагниченности такого резонатора. Для слабых полей частота колебаний водородного генератора определяется по формуле

v = Vo + 2750Я2, (7,5)

где v0 — частота колебаний в отсутствие поля. Относи­тельное изменение частоты равно

-^^3,9.10-6Я2~. (7,6)

Следовательно, при относительной нестабильности магнит­ного поля 10~3 поле величиной всего лишь в 0,1 э, может привести к относительному сдвигу частоты 4-10-11. Если к тому же магнитное поле внутри резонатора неоднородно, то оно приводит к уменьшению добротности используемой

170 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [гл. II

спектральной линии из-за ее уширения и соответственно к ухудшению условия самовозбуждения генератора. Есте­ственно, что такое же воздействие на работу генератора могут оказать и внешние магнитные поля, однако благодаря применению экранировки резонатора их влияние мало. Обычно в водородных генераторах применяются хо­рошо термостатированные медные резонаторы или резона­торы, изготовленные из ситалла с последующим серебрени­ем его внутренней поверхности.

Большое значение имеет конструкция накопительной ячейки, определяющей время взаимодействия атомов водо­рода с высокочастотным полем резонатора. Как указыва­лось выше, применение тефлоновых покрытий допускает до 105 соударений атомов со стенкой без изменения их со­стояния. Поэтому время нахождения атомов в ячейке опре­деляется практически ее диаметром и площадью ее вход­ного отверстия. При диаметре ячейки 160 мм и диаметре входного отверстия 2 мм это время равно—1 сек. При этом добротность спектральной линии равна\*—109! Относитель­ный сдвиг частоты при рабочей температуре 35° С равен ■—2-10-11. При нагреве до 100е С ширина линии увеличи­вается примерно вдвое, а сдвиг уменьшается до —7-10-12 вследствие уменьшения времени адсорбции атомов водорода на покрытии.

В связи со значительным временем пребывания атомов водорода внутри накопительной ячейки требования к ва­куумной системе водородного генератора выше, чем в ам­миачном генераторе. Величина остаточного давления воз­духа должна быть не более ЫО-7 мм рт. ст., в против­ном случае ширина линии 0—0-перехода увеличится из-за столкновений атомов водорода с молекулами кислорода. Так как давление ~Ы0-7 мм рт. ст. необходимо иметь только в районе накопительной ячейки, а вблизи источника пучка и сортирующей системы оно может быть существенно выше, то наиболее рациональной оказывается многокамер­ная конструкция вакуумной системы с раздельной откачкой каждой камеры по типу рис. 6, 8. В качестве высоковакуум­ных насосов в водородном генераторе чаще всего исполь­зуются ионно-геттерные насосы производительностью не­сколько сот литров в секунду. Основным преимуществом таких насосов является отсутствие паров масла, попадание

§ 8] СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ 171

которых в накопительную ячейку отрицательно сказывает­ся на работе генератора.

Особенности водородного генератора приводят к тому, что для него неприемлемы методы настройки резонатора на вершину спектральной линии, например метод настройки с помощью внешнего вспомогательного магнитного поля, типичный для генератора на аммиаке. Вместо них может быть использован метод настройки по максимуму амплиту­ды генерации и метод двойного магнитного резонанса. Смысл второго метода состоит в том, что на атомы, находящиеся в ячейке, действует вспомогательное переменное магнитное поле на частоте зеемановских переходов, например перехода (F = 1, тр = 0) (F = 1, тр = 1). В результате время жизни атомов в состоянии F — 1, mF — 0 уменьшается в такт с изменением этого поля, что эквивалентно модуляции эффективной добротности линии. При тщательном осущест­влении оба метода приводят примерно к одинаковым резуль­татам и обеспечивают воспроизводимость частоты водород­ного генератора с точностью (1 5) -10-13 и относитель­ную стабильность частоты генератора —2-10-14 в день. Но­минальная частота водородного генератора равна 1 420 405751, 786 ± 0,0046 гц. '

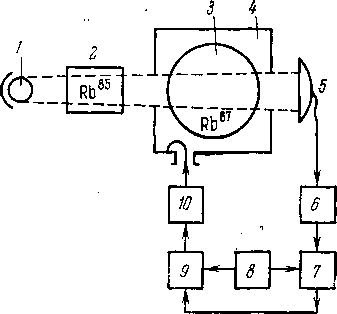
§ 8. Стандарты частоты с оптической накачкой

1. В настоящее время существуют как активные, так и пассивные стандарты частоты с оптической накачкой. Рабо- чйм веществом таких стандартов в настоящее время являют­ся атомы группы щелочных элементов: Na23, Rb87, Rb85, Cs1?8. ^большинстве случаев используется Rb87^ Делаются 1 попытки использовать водород и таллии, однако при этом / возникают значительные технические трудности. При on-! тической накачке водорода основная трудность заключается ' в том, чтобы получить и отфильтровать часть сверхтонких ; компонент ультрафиолетового излучения водорода. Приf оптической накачке таллия необходимо поддерживать газо­разрядную лампу и рабочую ячейку с парами таллия при; высокой температуре, так как упругость паров таллия при комнатной температуре довольно низка. Стандарты частоты' на парах Rb87 используются довольно широко, поэтому

172 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. И

целесообразно свойства стандартов частоты с оптической накачкой разобрать на их примере.

Принцип действия стандарта частоты с оптической на­качкой \И оптической индикацией легко понять из блок-схе­мы, приведенной на рис. 8,1. Стеклянная ячейка с парами



**Рис. 8,1. Блок-схема пассивного стандарта частоты с оптической накачкой: 1 — лам­па с Rb87, 2 — фильтр, 3 — ячейка, 4 — резонатор, 5 — фотодетектор, 6 — усили­тель низкой частоты, 7 — фазовый детек­тор, 8 — генератор низкой частоты, 9 — кварцевый генератор, 10 — умножитель частоты.**

щелочного элемента находится в резонаторе, настроенном на частоту 0 — 0-перехода. Для компенсации магнитного поля Земли резонатор помещен в магнитный экран или ка­тушки Гельмгольца. В резонаторе имеются отверстия, сквозь одно из которых на ячейку фокусируется пучок света от газоразрядной лампы с парами того же элемента. Свет, прошедший через ячейку, попадает на фотодиод, стоящий на входе усилителя низкой частоты и контролирующий по­глощение оптического излучения в ячейке. Резонатор возбуж­дается СВЧ-излучением от умножителя частоты, на вход которого подается сигнал кварцевого генератора.^Частоту последнего, можно изменять с помощью реактивной лампы] или сервомотора. В определенных условиях, которые будут

§ 8] СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ 173

рассмотрены ниже, оптическая накачка приводит к уве­личению разности населенностей энергетических уровней с различным полным угловым моментом. Если теперь с по­мощью СВЧ-излучения, частота которого равна частоте О—0-перехода, вызвать переходы между этими уровнями, выравнивающие их населенности, то поглощение оптичес­кого излучения в парах щелочного элемента изменится. По величине этого поглощения можно судить о точности наст­ройки частоты СВЧ-излучения на 0—0-переход. При этом сигнал фотодиода, фиксирующего величину поглощения, используется для управления частотой кварцевого генера­тора. Для увеличения точности настройки применяется низкочастотная фазовая модуляция СВЧ-сигнала. Обычно она осуществляется при помощи вспомогательного генера­тора, который включен в один из каскадов умножителя частоты, в результате чего на выходе фотодиода появится низкочастотный сигнал, который после усиления сравни­вается по фазе с сигналом того же вспомогательного гене­ратора. Полярность и амплитуда сигнала постоянного тока на выходе фазового детектора пропорциональны сдвигу частоты СВЧ-сигнала относительно частоты 0-0-перехода. Этот сигнал подается затем на сервоэлемент, управляющий частотой кварцевого генератора.

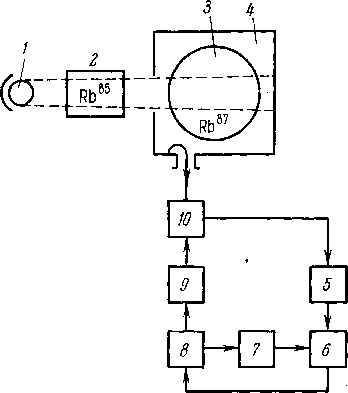
В активном стандарте частоты (рис. 8,2) оптическая на­качка обеспечивает выполнение условий самовозбуждения. Генерируемый сигнал принимается чувствительным при­емником СВЧ-излучения. Приемник обычно снабжен си­стемой сравнения или подстройкой фазы вспомогательно­го кварцевого генератора по фазе сигналов атомного гене­ратора.

Рассмотрим теперь действие оптической накачки, основ­ные особенности ламп и рабочих ячеек стандартов частоты, а также факторы, влияющие на стабильность частоты таких стандартов.

1. Одним из факторов, определяющих стабильность стандарта частоты с оптической накачкой, является отно­шение сигнал/шум при наблюдении 0—0-перехода. При оптической накачке и оптической индикации этого перехода это отношение зависит от изменения прозрачности ячейки для резонансного оптического излучения при воздействии на ячейку резонансного СВЧ-излучения.

174 конструкции квантовых стандартов Частоты [гл. н

Вероятность поглощения оптического излучения для атомов в состояниях с mF — 0 не зависит от полного угло­вого момента F (см. диаграмму относительных вероятно­стей оптических переходов, рис. 8,3). Так как сверхтонкие



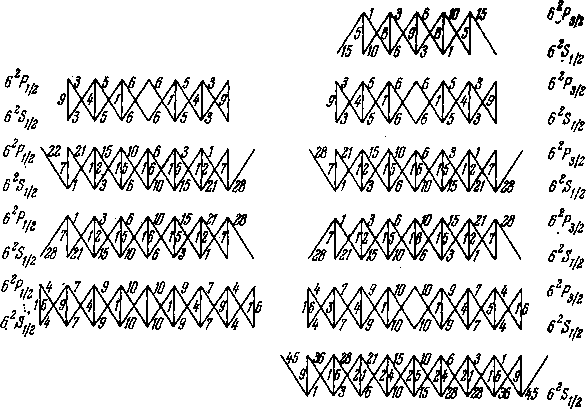
**Рис. 8,2. Блок-схема активного стандарта частоты с оптической накачкой: 1 — лам­па с Rb87, 2 — фильтр, 3 — ячейка, 4 — резонатор, 5—усилитель промежуточной частоты, 6 — фазовый детектор, 7 — син­тезатор, 8 — кварцевый генератор, 9 — умножитель частоты, 10 — смеситель.**

компоненты D-линий в спектре излучения щелочных ато­мов имеют примерно одинаковую интенсивность, то, если не принять специальных мер, накачка таким излучением не приведет к изменению разности населенностей подуров­ней с triF — 0. Чтобы увеличить разность населенностей, нужно воздействовать с помощью оптической накачки на атомы, находящиеся лишь на одном из двух рабочих уров­ней. Например, свет должен воздействовать на подуров­ни с F = / + /, не влияя на подуровни с F = / — /. В то же время спонтанное испускание фотонов будет с равной вероятностью приводить эти атомы в состояния с F — I J

§ 8] **СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ 175**

и F — I — J• Этот цикл поглощения и излучения при мно­гократном повторении и большом времени релаксации при­ведет к увеличению населенности всех состояний с F — I — J за счет состояния с F — I + /, т. е. к увеличению разно­сти населенностей подуровней 0—0-перехода.

Такую накачку можно осуществить, подбирая источник, в излучении которого содержится спектральная линия, сов­падающая по частоте с одной из сверхтонких компонент



***т?-4 -г -I о t г з 4 -5 -4 -з -г ч о i г з 4 5***

**Рис.\*8,3. Диаграмма относительных вероятностей переходов из основ­ного состояния щелочного атома со спином 7/з- Цифры на диаграмме характеризуют относительные вероятности переходов между уровнями с разными trip.**

D-линии излучения рабочего щелочного элемента. В част­ном случае можно воспользоваться совпадением частот не­которых спектральных линий изотопов (например, Rb85 и Rb87). Другим способом выделения спектральной линии, необходимой для эффективной накачки, является исполь­зование резонансных фильтров с парами щелочного

**176 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II**

элемента или интерференционных фильтров. Ниже приведена таблица некоторых спектральных линий щелочных эле­ментов, для которых известны близкие по частоте спект­ральные линии других элементов.

**Таблица 8, I**

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| Элемент | Длина волны | Переход |
| Na23 | 3302,94 | I  3%2-4Ф1А |
| Zn | 3302,941 | 43Pl\_ 4sDl" |
| Rb | 7800,29 | 52Si/a 52p3/2  ^s2Pi/2 3p2d3,2 5\*SV,-6apV.'  52Sv2-5!pv2  623V\*-82P72 |
| F | 7800,22 |
| Rb Sr II | 4215,56  4215,52 |
| Cs  He | 3888,649  3888,6 |
| Cs  Ar | 8521,2  8521,4 | 624-62P72 |

Силы осцилляторов, характеризующие коэффициенты поглощения Na, Rb и Cs (первая, пятая и седьмая строки таблицы 8, I), невелики, меньше 0,01. Интенсивность излу­чения фтора также невелика. Поэтому первые четыре сов­падения пока не нашли применения в стандартах частоты с оптической накачкой.

Совпадение спектральных линий цезия и аргона было использовано в одной из конструкций стандарта частоты, При этом для обеспечения точного совпадения одной из зеемановских компонент линии аргона с одной из сверхтон­ких компонент Da-линии цезия аргоновая газоразрядная лампа была помещена в магнитное поле напряженностью

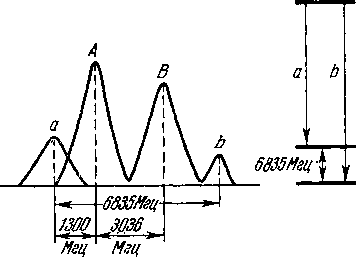
* 500 э.

Лучшее совпадение некоторых сверхтонких компонент можно получить при использовании изотопов (близкое сов­падение имеет место, например, между сверхтонкими ком­понентами D-линий Rb87 и Rb85, рис. 8,4). Но даже в этом случае, вследствие неточного совпадения частот этих ком­понент, нецелесообразно использовать лампу с парамц

\

**§ 8] СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ 177**

одного изотопа для накачки паров другого изотопа. Более эффективную оптическую накачку паров Rb87 получают, предварительно пропуская излучение лампы, наполненной парами Rb87, через фильтр с парами Rb85. Причем темпера­тура фильтра примерно равна температуре лампы, благода­ря чему плотность паров Rb85 достаточна для эффективной фильтрации. Сквозь фильтр пройдет лишь излучение, со­держащее главным образом слабо поглощаемые парами



И

***303GM&ф***

**Рис. 8,4. Относительное положение сверхтонких компонент линий Rb87 (а, b) и 'Rb85 (А, В); vA —va zz- 1300Мгц.**

Rb85 высокочастотные сверхтонкие компоненты резонанс­ного оптического излучения Rb87, которые наиболее эф­фективны при оптической накачке паров Rb87.

По сравнению с рубидием для цезия и натрия оптиче­ская накачка дает меньшую разность населенностей 0—0-пе­рехода. В данном случае разность населенностей достигает­ся з£ счет различного поглощения сверхтонких компонент излучения вследствие различия статистических весов g (g = 2F + 1) уровней с различными F. Отношение ста­тистических весов равно / + 1//; для цезия I = 9/7. Излу­чение, вызывающее переходы из состояний с F = I J, поглощается сильнее, чем излучение, вызывающее перехо­ды с F = / — J. В результате в ячейке накапливаются ато­мы в состояниях с F = / + /. При этом разность населен­ностей подуровней 0—0-перехода увеличивается.

Предположим, что скорость установления равновесных значений населенностей уровней в отсутствие оптической

178 **КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ.** II

*(*

накачки (скорость релаксации) мала. В этом случае можно провести расчет поглощения сверхтонких компонент ли­ний Dx или02. При расчете следует учитывать, что ширина линий излучения спектральных ламп значительно больше допплеровской ширины линии поглощения насыщенных паров щелочного элемента при комнатной температуре (давление ^-Л0\_6 мм рт. ст.). Число фотонов, поглощаемых атомами в спектральном интервале шириной в 1 гц на одном сантиметре пути за секунду, равно [8]

и гч п

fe/» 2Av ’

где k — коэффициент поглощения в см-1, /v — спектраль­ная интенсивность излучения в фотон/гц • сек, f — сила осциллятора, г0 — эффективный радиус атома, с — скорость света, N — число атомов в см3, 2Av — ширйна линии.

Введем относительные спектральные интенсивности для излучения, прошедшего толщу паров протяженностью х:

для компоненты, вызывающей переходы с подуровней основ­ного состояния с F = Fx — I — J, и

*J2(x)*

I2v (х)

**/о**

для компоненты, вызывающей переходы с подуровней с F = F2 = I + J. Здесь /0 —■ абсолютная спектральная ин­тенсивность падающего излучения в фотон/см2 на 1 гц. Введем также относительные населенности состояний: ai = NJN для состояний с F = Ft и а2 = N2/N для состоя­ний с F — F%. Напомним, что число таких состояний равно 2Fi + 1 (i — 1,2) (см. § 1). Будем считать, что вследствие релаксации при столкновениях атомы в возбужденном состо­янии распределены равномерно по всем подуровням тонкой структуры. Они с равной вероятностью приходят на различные подуровни основного состояния, спонтанно излучая.

Уравнения, описывающие поглощение в отсутствие СВЧ-излучения и переходов между подуровнями основного

§ 81 СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ОПТЙЧЁСКОЙ НАКАЧКОЙ 179

\

состояния, запишутся в виде

т£ = -(2 Fi+ 1 )ka1J1,

= — (2 F 2 + 1) ka2J 2,

(8,2)

CL\J i — #2 J 2>

(2Fi -J- 1) cii -{- (2F2 -f~ 1) ct% = 1.

Решения уравнений при Jx (0) = /2 (0) = 0,5 имеют вид

Ji(x) = 1 (1 + К1 + (2^ 1 + 1) (%F 2-f- 1) е~1х),

(8,3)

•М\*) = 2р^г{ (— 1 + У1 + (2^i + 1)(2^2 + 1)е~кх).

Если включается резонансное СВЧ-излучение, то населен­ности % и а2 будут выравниваться. В этом случае общая интенсивность оптического излучения, прошедшего сквозь пары, будет пропорциональна е~(2Рг+1)кх + g-(2^\*+i)fc\* а не сумме величин J1 и J2, определяемых уравнениями (8,3). Разница интенсивностей прошедшего сквозь пары света при включенном и выключенном СВЧ-излучении определя­ет величину полезного сигнала.

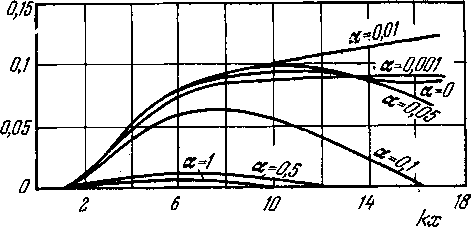
При учете переходов между подуровнями основного со­стояния, при которых должно установиться больцмановское распределенйе населенностей, в уравнения (8,2) будут вхо­дить члены 1гипа (at — aQi)/тр, где at — населенность /-го уровня, aoi — населенность того же уровня при тепловом равновесии, tp — время релаксации. Уравнения (8,2) при учете переходов решаются с помощью численного интегри­рования. Относительная величина полезного сигнала, вы­численная дЛя атомов со спином ядра / = 3/2 при различ­ных значеникх параметра а = (Jt/r0c/vTp)-1, приведена на рис. 8,5. По оси абсцисс отложена величина у — kx, где k — коэффициент поглощения, х — длина ячейки с парами щелочного элемента. Очевидно, что существуют оптималь­ные значения kx, при которых полезный сигнал максимален. На практик^ оптимальное значение достигается путем

480 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТ^! 1гЛ. II

изменения температуры ячейки. При этом изменяется давле­ние паров в ячейке, а следовательно, и величина kx.

Излучение Rb87, прошедшее сквозь пары Rb85, погло­щающие главным образом низкочастотные сверхтонкие компоненты D-линий Rb87, содержит только высокочастот­ные компоненты, вызывающие переходы из состояния с F = = I — / = 1. При оптической накачке таким отфильтро­ванным излучением в парах Rb87 увеличивается число ато­мов в состоянии cf = / + / = 2и уменьшается их число

В о Jf(0)--J2(0)=1:1



**Рис. 8,5. Сигнал оптической индикации В0 (в относитель­ных единицах) при фильтрации в парах щелочного эле­**мента **со спином / = 3/2 . По оси абсцисс — толщина слоя паров (ж) в относительных единицах.**

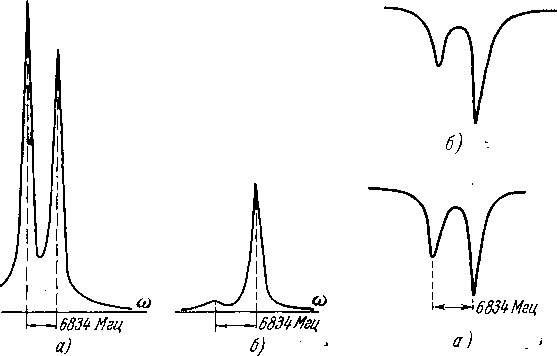
в состоянии с F = I, а следовательно, возрастает полезный сигнал.

Фильтрация излучения Rb87 в парах \*Rb85 зависит от температуры, давления и состава газа в фильтре. Поэтому для увеличения эффективности фильтрации в фильтр вво­дят буферные газы Ar, Na, при наличии которых линии поглощения Rb85 расширяются и смещаются. Об эффектив­ности фильтрации можно судить по спектрам оптического излучения, прошедшего через фильтр (рис. 8,6), а об эф­фективности оптической накачки — по спектрам погло­щения паров при действии накачки и без нее (рис. 8,7).

Если для накачки используется излучение компоненты Ь (см. рис. 8,6), то атомы Rb87 переизлучают примерно в равной степени как компоненту Ь, так и компоненту а Di-линий (см. рис. 8,4). Переизлучение (резонансная флюо­

§ 8] СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ {8i

ресценция) атомов тушится при введении некоторых буфер­ных газов [21]. В данном случае одним из наиболее эффек­тивных тушителей является молекулярный азот. Введение ~11 мм рт. ст. азо^а почти полностью устраняет переизлу- чение. При этом удается получить относительную разность населенностей подуровней 0—0-перехода рубидия порядка



**Рис. 8,6. Спектр Di-линии Rb87: а) в от- Рис. 8,7. Спектр поглоще- сутствие фильтрации; б) при фильтрации ния паров Rb87: а) в от- в парах Rb86. сутствие оптической на­**

**качки; б) при оптической накачке, прошедшей через фильтр с парами Rb87.**

12%. Напомним, что при комнатной температуре в отсут­ствие /оптической накачки эта разность равна примерно 0,1%.

Для дальнейшего увеличения полезного сигнала индика­цию 0—0-перехода можно производить с помощью вспо­могательного слабого пучка света, направленного перпен­дикулярно основному пучку и проходящего в области мак­симальной разности населенностей а10 и а20. В этом случае относительная величина полезного сигнала увеличится в несколько раз.

Метод фильтрации излучения не является единственным эффективным методом увеличения отношения сигнала к

182 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. if

шуму при наблюдении 0—-0-перехода. Следует, например, от­метить интересный вариант оптической накачки, предло­женный Демелтом. Известно (см. [56]), что в случае, если направление света совпадает с направлением магнитного поля, накачка поляризованным по кругу излучением сг+- или а~-компонент Dj-линии приводит к увеличению намаг­ниченности газа. Увеличение намагниченности связано с ориентировкой полных угловых моментов атомов F по полю. Благодаря правилам отбора при поглощении сг-компонент (Атр = +1 для а+ и AmF = —1 для о~) атомы после не­скольких циклов такой накачки попадают в состояние с мак­симальной проекцией полного момента F на направление поля, так как из этого состояния оптические переходы с AmF — 1 запрещены (см. диаграмму вероятностей перехо­дов, рис. 8,3). Демелт заметил, что импульсная накачка с частотой следования импульсов, равной частоте зееманов- ской прецессии полного углового момента F, светом, поля­ризованным по кругу и направленным перпендикулярно направлению постоянного магнитного поля z, приведет к появлению прецессирующего магнитного дипольного мо­мента совокупности атомов [56]. При такой накачке атомы попадут в конце концов в состояние с полным угловым мо­ментом, равным F = / + J. Если ввести прецессирующую ось х, перпендикулярную направлению поля z и совпадаю­щую в момент накачки с направлением распространения света, то проекция момента F на эту ось будет по абсолют­ной величине равна | тр (.х) | = F. Знак проекции будет оп­ределяться знаком Ат-компоненты. Импульсная накачка приводит к заселению всех состояний с/г = / + /ис раз­личными значениями проекции полного момента mF (z) на направление магнитного поля z за счет состояний с F=I— —J. Отношение населенностей этих состояний пропорцио­нально квадратам амплитуд, с которыми соответствующие гр-функции входят в выражение для ^-функции состояния с F — I + /, | mF (х) | = F. Относительные населенности в процентах, рассчитанные для различных /, приведены в таблице 8,11.

При использовании описанного импульсного метода на­качки 0—0-переход будет иметь такую же интенсивность, что и переходы с AmF = 1 при непрерывной накачке поля­ризованным по кругу светом, направленным по магнитному

§ 8] СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ 183

**Таблица 8, II**

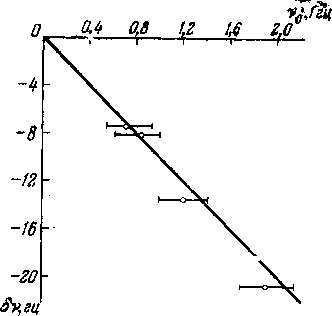
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| / | тр | | | | | | | | |
| 4 | 3 | 2 | 1  1 | | 0 j —1 | | —2 | —3 | —4 |
| 7/з  5/3  V\*  7\* | 0,4 | 3,1  1,6 | 10,9  9,4  6,3 | 21,9  23,4  25  25 | 1. 31,2 2. 50 | 21,9  23,4  25  25 | 10,9  9,4  6,3 | 3,1  1,6 | 0,4 |

полю. Другой положительной чертой метода является воз-  
можность использования всех сверхтонких компонент излу-  
чения. К недостаткам метода следует отнести чувствитель-  
ность накачки к изменению магнитного поля и повышение  
требуемой интенсивности источника накачки, так как необ-

ходимо, чтобы время  
между двумя последова-  
тельными поглощения-  
ми фотонов одним и тем  
же атомом было значи-  
тельноменьше, чем вре-  
мя релаксации прецес-  
сирующих компонент  
намагниченности Тг, ко-  
торое уже при неодно-  
родности магнитного по-  
ля порядка 10-3 э стано-  
вится значительно мень-  
ше 10-2 сек.

Ранее говорилось  
лишь о возможности по-  
вышения отношения сиг-  
нала к шуму при инди-  
кации 0—0-перехода

при действии оптической накачки. Однако ничего не говори-  
лось о влиянии, накачки на частоту 0—0-перехода. Опти-  
ческая накачка приводит к сдвигу частоты 0—0-перехода.  
При постоянной интенсивности накачки сдвиг частоты



**Рис. 8,8. Сдвиг частоты 0—0-перехода Rb87 в зависимости от сдвига частоты оптической накачки.**

184 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ Игл. II

линейно зависит от расстройки частоты излучения накачки относительно1 линий поглощения щелочного элемента (рис. 8,8). В общем случае эти сдвиги рассмотрены в § 3. Уменьшить сдвиг частоты 0—0-перехода можно, повышая давление буферного газа в рабочей ячейке, которой умень­шает вероятность сохранения когерентности в возбужден­ном состоянии, а также разделяя действие оптической на­качки и взаимодействие атомов с СВЧ-излучением по време­ни (импульсная накачка) или в пространстве. К хорошим результатам может привести использование для накачки паров лазера на полупроводниковом диоде, частота которо­го настроена точно в резонанс с линиями поглощения ато­мов щелочного элемента.

Сдвиг частоты 0—0-перехода, возникающий при опти­ческой накачке, можно также скомпенсировать вспомога­тельным излучением, вызывающим только нерезонансные переходы. Пусть, например, ячейка накачивается отфиль­трованным излучением Rb87, средняя частота которого выше частоты линий поглощения, что вызывает отрицательный сдвиг частоты 0—О-перехода. Этот сдвиг можно скомпенси­ровать, подсвечивая пары Rb87 автономной лампой с Rb85. Излучение Rb85 сдвинуто к низким частотам относительно линий поглощения Rb87, а потому приводит к положитель­ным сдвигам частоты, компенсирующим сдвиг, вносимый при накачке. Следует учесть, что при такой компенсации необходимо обеспечить постоянство соответствующего отно­шения интенсивностей источника накачки и вспомогатель­ного источника.

1. Перейдем к рассмотрению источников света, исполь­зуемых в стандартах частоты с оптической накачкой. Для этой цели в большинстве случаев применяются газоразрядные лампы с парами того же элемента, который используется в рабочей ячейке. При оптической индикации СВЧ-пере- ходов необходимо, как уже отмечалось выше, получить с помощью оптической накачки максимальную разность на­селенностей уровней с различными F и добиться максималь­ного изменения интенсивности света, прошедшего через ячейку при облучении ее резонансным СВЧ-излучением. Это возможно сделать, если устранить свмообращение ли­ний и свести к минимуму самопоглощение резонансньц спектральных линий.

**§** 8] **СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ** 185

Самообращение — это явление поглощения резонансно­го излучения, излучаемого центральными, более нагретыми слоями паров, в более холодных слоях, лежащих ближе к поверхности лампы. В результате самообращения в центре контура линии излучения возникает провал. При наличии самообращения эффективность оптической накачки будет близка к нулю. Самопоглощение можно считать разновид­ностью самообращения. Оно возникает вследствие много­кратного поглощения и переизлучения фотонов в толстых слоях равномерно разогретых светящихся паров. При наличии самопоглощения форма линии искажается, линия излучения становится очень широкой. При оптичес­кой накачке будет поглощаться только излучение, соответ­ствующее центральной части линии, так что эффективность накачки будет невелика.

Даже в отсутствие самопоглощения и самообращения для эффективной накачки необходимо, чтобы интенсивность D-линий была максимальной при минимальной ширине этих линий. Уменьшение ширины резонансных спектраль­ных линий .источника накачки необходимо в связи с тем, что линии поглощения в тонких слоях холодных паров (рабочая температура цезиевой ячейки примерно 30° С, рубидие­вой — 50° С) очень узки (меньше 0,01 см'1) и «вырезают» лишь узкую центральную часть линии излучения. Большая часть фотонов, соответствующая крыльям линий излуче­ния, не поглощается в ячейке и образует нежелательный фон, вызывая перегрузку фотоиндикатора. Интенсивность излучения газоразрядных ламп с парами щелочных элемен­тов, как правило, испытывает резкие колебания и различ­ного рода флуктуации. Это вызвано рядом причин: мигра­цией капель щелочного металла по поверхности лампы при ее неравномерном разогреве, неоднократными переходами из режима с преимущественным излучением спектра щелоч­ного элемента в режим с излучением спектра инертного газа, введенного в лампу для облегчения зажигания газо­вого разряда в холодной лампе, и т. д. Более стабильным источником оптической накачки являются высокочастот­ные ' газоразрядные лампы. Лампа представляет собой тонкостенный стеклянный шарик или диск, наполненный парами щелочного элемента и инертным газом, обычно крип­тоном при давлении 1,6 мм рт. ст. Использование криптона

**l8s КОНСТРУКЦИЙ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ 1гЛ. II**

в качестве буферного газа, стабилизация тока питания гене­ратора на частоте 100 Мгц и удачный выбор конструкции осветителя, напоминающей арматуру карманного фонари­ка, устраняют резкие колебания интенсивности лампы в рабочем режиме. Цезиевые и рубидиевые лампы такого типа имеют срок службы более тысячи часов.

Полный поток резонансного оптического излучения лам­пы диаметром —1 см равен примерно 1017 фотон/сек. Шири­на линий сверхтонких компонент первого резонансного дублета равна 0,1—0,07 см-1. Эта ширина обусловлена, ве­роятно, наличием самопоглощения, так как эффект Доппле­ра, спонтанное излучение и соударения дают меньшие вклады в ширину линии. Действительно, допплеровская ширина линии определяется соотношением (3,32). При vsss3-1014 гц, М = 133, Т — 400° К эта ширина равна 2Д\?д = 3,7-108 гц ~ 1,23 \*10-2 см-1. Вклад спонтанного излучения имеет тот же порядок, так как время жизни в возбужденном состоянии составляет примерно. 10-8 сек (см. [15]). Вклад соударений в ширину линии определяется соотношением (3,16). При а » 2-10-15 см2 и р—1,6 мм рт. ст. 2Av ^ 1,2-106 гц ^ 4-10-5 см-1. Таким образом, вклад соударений в ширину линий излучения лампы прене­брежимо мал.

Оценим теперь вклад в ширину линии, который дает са- мопоглощение в равномерно разогретом слое паров у сте­нок лампы. Давление паров щелочного элемента при рабо­чей температуре лампы равно примерно 2-10-3 мм рт. ст., коэффициент поглощения света в полосе 1 гц для сверхтон­кой компоненты излучения, вызывающей переходы с уров­ня с относительной населенностью а, равен (см. (8,1))

kv = nrpcNaS (v), (8,4)

где 5 (v) — функция, описывающая форму линии, ширина которой определяется эффектом Допплера.

S(v)= —^=ехр Vo у v

(v0 — v)3 с2

(8,5)

— Т

v0—^резонансная частота перехода, а2 2-108 —сред­ний квадрат скорости атома.

**§ 8] СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ 187**

Так как излучают лишь атомы в скин-слое, то при учете самопоглощения достаточно определить ширину линии поглощения слоя паров с толщиной, равной толщине скин-слоя, ls. Ее можно оценить с помощью соотношений

1. , (8,5) и условия

kjs — In 2; (8,6)

Для сверхтонкой компоненты О^линии, обладающей силой осциллятора / = 0,33, при а = 0,5, v = 3,5-1014 гц (Cs133), Yu2 = 2,5 \*104 см1сек &Vo.~ 725 см-1. Предположив, что в данных условиях ls ^ 0,08 см, получим в качестве верх­ней границы 2Av 1,23 ЛОР гщ или примерно 4,1 -Ю-2^-1. Таким образом, можно считать, что ширина линий сверх­тонких компонент по порядку величины действительно объясняется самопоглощением в скин-слое.

Увеличением поверхности лампы можно добиться повы­шения интенсивности резонансных линий без существенно­го изменения их ширины (см. [10]) . Однако для питания таких ламп требуется большая мощность.

1. Рассмотрим особенности работы ячеек и фильтров стандартов частоты с оптической накачкой. Конструктив­но они представляют собой стеклянные колбы, наполнен­ные парами щелочного элемента и буферным газом, часто с плоскими оптическими окошками для введения излуче­ния; Иногда внутренние стенки колбы покрываются спе­циальным защитным покрытием. В фильтрах буферный газ обычно служит для согласования положения и ширины линий поглощения со спектром лампы накачки. В качестве буферного газа используется аргон или ксенон при срав­нительно высоком давлении (десятки сантиметров ртутного столба). В рабочих ячейках буферный газ выполняет сразу несколько функций: увеличивает время диффузии рабочих атомов к стенкам ячейки, уменьшает вклад эффекта Доп­плера в ширину линии, уменьшает зависимость сдвига частоты 0—0-перехода от интенсивности оптической накач­ки. Взаимодействие рабочих атомов с атомами буферных газов определяет сдвиг и ширину линии рабочего перехода. Теоретически это взаимодействие было рассмотрено в § 3. Ниже даны количественные оценки вклада различных взаи­модействий в ширину и сдвиг линии 0—0-перехода.

**188 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II**

Слабые столкновения вносят вклад в ширину линии, оп­ределяемый выражением

2Ava =

зттг

Для цезия при Т = 300° К Av ^ 1 гц, если в качестве бу­ферного газа используется аргон, и Av ^ 25 гц для азотно­криптоновой смеси.

Скачки фазы при слабых соударениях приводят не толь­ко к уширению, но и к сдвигу частоты рабочего перехода. Уменьшение частоты 0—0-перехода при столкновениях свя­зано с ван-дер-ваальсовым взаимодействием щелочных ато­мов с атомами буферного газа, при котором валентные электроны щелочных атомов оттягиваются от ядер. Сдвиги в сторону увеличения частоты 0—0-перехода вызваны от­талкиванием электронных облаков сталкивающихся ато­мов. Оно приводит к увеличению вероятности пребывания валентного электрона щелочного атома в области собствен­ного ядра, а следовательно, к увеличению энергии взаимо­действия спинов ядра и электрона и увеличению частоты О—0-перехода. При экстраполяции к нулевой интенсивно­сти оптической накачки сдвиг частоты 0—0-перехода опи­сывается следующей полуэмпирической формулой [11]:

fT = fo+ (щ)(27’„-7’) + др(Г„-7’)1 (8,7)

где а — коэффициент сдвига в зависимости от давления в гц/мм рт. ст., измеренный при температуре 303° К, 6 — температурный коэффициент сдвига в гц/мм рт. ст., Т0 — эмпирический параметр — температура, при которой пе­ресекаются графики сдвигов частоты в зависимости от тем­пературы, измеренные при разных интенсивностях накачки. (Го определяется экстраполяцией этих зависимостей.) В таблице 8,111 приведены значения коэффициентов а и 6, а также ф для цезия, в таблице 8,IV — для рубидия.

Сдвиги частоты 0—0-перехода можно скомпенсировать, используя смеси газов, дающие сдвиг частоты различных знаков. Используя многокомпонентные смеси газов, можно одновременно скомпенсировать зависимость частоты 0—0- перехода от температуры.

Вклад сильных соударений в ширину линии соизмерим р вкладом слабых соударений и по порядку величины пррч

§ 8] **СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ** 189

Таблица 8, III

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Газ | а, гц/мм рт. ст. | S, гц!град -мм рт. ст. | Ф, рад на столкновение |
| Не | + 1200 | —3,6 | 1,3-10'3 |
| Н3 | +840 | —2,1 | 0,75 -10—3 |
| Аг | —212 | —0,10 | 1,66-10-4 |
| Кг | —1360 | +2,38 | 1,1-10~3 |
| Хе | —2350 | +6,2 +0,3 | 1,95-Ю-3 |
| N2 30%, Аг 70% | + 104 | —0,64 |  |
| Не 18%, Аг 82% | + 45 | —0,72 |  |
| Н2 70,8%, Хе 29,2% | —78 | +0,5 ±0,1 |  |
| N3 62%, Кг 38% | —0,33 | —0,39 +0,1 |  |

порционален шг<з, где п — плотность инертного газа в ато­мах на см3, и — тепловая скорость, а — сечение силь­ных соударений. При Т — 300° К и давлении буферного

Таблица 8, IV

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
|  | Буферный газ | ж, гц/мм рт. ст. | 8, гц/град -мм рт. ст. |
|  | н2 | +660,0 ±13 | +1 «! |
|  | d2 | +670,0 ±15 | + 1 - 1 |
|  | Не | +720,0 ±14 | +1 : |
| \* | Не | +392,0 ±8 | +0,26 |
|  | n2 | +520,0 +10 | +0,6 |
|  | Аг | -51 ±1 | —0,3 |
|  | Кг | —580,0 ±50 | -0,5 |
|  | 11,7% Ne, 88,3% Аг | + 1,4 ±0,3 | —0,24 |
|  | 50% Не, 50% Аг | +170 ±4 | —0,02 |

газа 5 мм рт. ст. п ^ 1,6 -1017 атом/см3, й ^ 2 -104 см/сек, вклад сильных соударений цезия с аргоном с сечением g 10~21 см2 равен Av ^ 1,6 -1017 \*2 -104 -КГ21 ^ 3 гц.

190 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

Сильные соударения происходят при спин-орбиталь- ном, магнитном и диполь-дипольном взаимодействиях. Осо­бенно подробно эти взаимодействия были изучены на при­мере Rb87. Спин-орбитальное взаимодействие возникает вследствие того, что во время соударения неспаренный элек­трон щелочного атома, находящийся в s-состоянии, приоб­ретает орбитальный момент, отличный от нуля. Взаимо­действие этого момента с орбитальным магнитным момен­том вызывает слабую прецессию спина во время каждого столкновения, которая в конце концов приводит к дезориен­тации спина. В таблице 8, V даны сечения дезориентации а спинов Rb87 при взаимодействии с различными газами.

Таблица 8, V

|  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- |
| Газ | а, см2 | Газ j | а, см2 |
| Не | 6,2.10-“ | Аг | 3,7\*10"“ |
| Н2 | 2,2-Ю-24 | Кг | 5,9-10-21 |
| D3 | 4,3-10-24 | Хе | 1,3\* 10"20 |
| Ne | 5,2.10““ |  |  |

Отметим, что сечение дезориентации при соударениях с молекулами дейтерия вдвое больше сечения при соударе­ниях с водородом. Это свидетельствует о том, что дезориен­тация спинов возникает при спин-орбитальном взаимодей­ствии. Если бы она вызывалась диполь-дипол^ным взаимо­действием, сечейие соударений с водородом должно было бы почти на порядок превышать сечение соударений с дей­терием (см. [57]). Спин-орбитальное взаимодействие зави­сит от куба массы (см. [58]), поэтому сечение дезориентации при соударениях атомов инертных газов с цезием в три — пять раз превышает сечение дезориентации рубидия.

Чтобы снизить давление буферного газа, на стенки ячейки наносятся защитные покрытия. Хотя взаимодействие при столкновениях со стенкой сильнее, а главное, намного длительнее, чем при соударениях в газе, общее число соуда­рений снижается. Поэтому использование покрытий дает меньший сдвиг частоты 0—0-перехода, увеличивает эффек­тивность оптической накачки, снижает зависимость сдвига

§8] СТАНДАРТЫ 4ACfOTbI С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ 491

линии от температуры. Вклад покрытий в ширину и сдвиг линии 0—0-перехода характеризуется средним скачком фа­зы ф-функции ф на одно соударение. Эксперименты с пучком атомов цезия в разнесенных СВЧ-полях (см. [59] и § 9 дан­ной книги) позволили определить ф.

В ячейке с парафинированными стенками при среднем числе соударений со стенкой, равном 60, и среднем времени между соударениями со стенкой, равном 7,0 -10-5 сек, обыч­но наблюдается сдвиг частоты 0—0-перехода 200 гц, что соответствует ф = 0,08 рад на столкновение, т. е. наруше­ние когерентности происходит примерно через каждые 100 соударений со стенкой. Вклад спин-орбитального и диполь-дипольного взаимодействий, вызывающих дезориен­тацию спинов, несколько меньше — дезориентация проис­ходит через каждые 200—1000 соударений со стенкой, что дает Av — 15 —ь- 25 гц.

Сильные столкновения со стенкой, приводящие к хими­ческой реакции молекул покрытия с атомами щелочного элемента, также дают свой вклад в ширину линии. Кроме того, если реакция происходит с выделением газа, то она приведет и к сдвигу частоты 0—0-перехода. Выделение даже —'10 ~9мм рт. ст. водорода в секунду в запаянной ячей­ке приведет к изменению частоты 0—0-перехода цезия по­рядка 2 -10-11 в сутки, поэтому в ячейках с защитными по­крытиями следует применять геттеры на выделяющиеся газы.

В качестве покрытий ячеек с парами щелочных металлов испытывались главным образом полисилоксаны и различ­ные парафины. Фторопласты, с большим успехом применен­ные в водородном генераторе, в данном случае не годятся, таjc как они весьма активно вступают в различные химичес­кие реакции с парами щелочных металлов. Полисилоксаны (вещества типа [RxR2 SiO]„, где Rb R2 — углеводородные радикалы), несмотря на ряд интересных свойств (образова­ние прочных гидрофобных пленок на стекле и т. п.), в дан­ном случае также не годятся, так как вступают с парами щелочных металлов в химическую реакцию, сопровождаю­щуюся выделением газов. В ячейках, покрытых силоксана- ми, в первые месяцы после изготовления наблюдался сдвиг 0—0-переходов цезия и рубидия порядка 10~8 —- 10~7 от ра­бочей частоты.

192 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [гл. II

Ячейки с парафиновым покрытием стареют значительно медленнее, и в ряде случаев они используются, особенно в комбинации с геттерами на водород и летучие углеводороды.

Стабильность частоты стандарта с оптической накачкой пропорциональна отношению сигнал/шум 0—0-перехода и обратно пропорциональна ширине линии 0—0-перехода. Поэтому важно рассмотреть, каким образом свести к мини­муму влияние различных факторов на ширину линии (без ущерба для сигнала индикации перехода). Вклад, вноси­мый в ширину линии внешним магнитным полем, без осо­бых трудностей можно уменьшить до нескольких герц при надлежащем экранировании. Хотя вклад оптической на­качки и СВЧ-излучения довольно значителен, следует помнить, что одновременно с уширением линии при уве­личении интенсивности оптической накачки или СВЧ-излу- чения растет и отношение сигнала к шуму при индикации О—0-перехода. Поэтому соответствующим выбором интенсив­ности накачки и СВЧ-излучения может быть достигнут определенный оптимум. При введении буферного газа вклад эффекта Допплера уменьшается, однако при этом возрастает влияние соударений на ширину линии.

Оптимальное давление буферного газа легко определить, приравнивая вклад в ширину линии, вносимый слабыми соударениями в газе, и вклад эффекта Допплера:

л - 1О\_10/ (R Р~~7= \* (°»°)

где Gk — газокинетическое сечение соударений. При Т = = 300° К А, = 3 см (CsX33),Ok = 6\* 10~15 см2 и ф = 2,4 х X 10-4 рад на столкновение (аргон) рях 7 мм рт. ст. Так как повышение давления буферного газа увеличивает зависи­мость частоты 0—0-перехода от температуры, то это давле­ние обычно не превышает 1 см рт. ст.

При надлежащем выборе размеров ячейки и давления буферного газа слабые соударения с защищенной покрыти­ем стенкой будут приводить к уширению линии 0—0-пере­хода, значительно меньшему, чем при эффекте Допплера. Вклад, вносимый соударениями со стенкой в ширину ли­нии, равен

Av = —, ят \*

**СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОП 193**

где г — среднее время диффузии атома рабочего газа на расстояние порядка диаметра ячейки Ф. При коэффициенте диффузии D оно равно

т = -^. (8,9)

Сравнивая вклад, вносимый эффектом Допплера, равный по порядку величины —' 4зтD/Я2, и вклад, вносимый соуда­рениями со стенкой, при учете (8,9) получим

Ф=4-. (8,10)

Если теперь выбрать Ф Я/2я, вклад, вносимый соуда­рениями, будет меньше, чем вносимый эффектом Допплера. Стандарты частоты с оптической накачкой являются вторич­ными эталонами частоты, которые обычно градуируют по другим эталонам, например по водородному генератору или стандарту частоты с пучком атомов цезия.

1. Каковы особенности конструкции активных стандар­тов частоты с оптической накачкой? В активном стандарте частоты СВЧ-излучение атомов выводится из резонатора и питает смеситель ФАП частоты вспомогательного кварце­вого генератора (см. рис. 8,2, а также раздел, посвященный схемам квантовых стандартов частоты). Вместо смесителя сигнал, выведенный из резонатора, может подаваться на вход малошумящего усилителя СВЧ-излучения. Для выпол­нения условий самовозбуждения квантового генератора ак­тивного стандарта необходимо обеспечить достаточно боль­шую добротность резонатора. Условие самовозбуждения генератора получается при сравнении потерь в резонаторе с мощностью, поступающей в виде излучения атомов, возбуж­денный в результате оптической накачки. Оно имеет вид л«Оп | а |2 х

<8-и>

где п — число активных атомов в см3, Av — полуширина ли­нии 0—9-перехода, к — коэффициент заполнения резонато­ра, Qp — добротность резонатора, | (i | — матричный эле­мент магнитного дипольного момента перехода. При п ^ 2-10’° атом/см3 х ^ 0,8, Av = 50 гц, | ji J = 10~20, Qp >30 000.

7 В. В. Григорьянц

194 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ ЕГЛ. II

Чтобы получить необходимую добротность резонатора активного стандарта, в реализованных конструкциях при­шлось отказаться от рабочей ячейки. Вместо этого пары ра­бочего вещества напускаются вместе с буферным газом прямо в вакуумный резонатор. Оптическая накачка осу­ществляется через торцы резонатора, снабженные запре­дельными волноводами. В качестве буферного газа ис­пользуется азот, гасящий резонансную флюоресценцию паров.

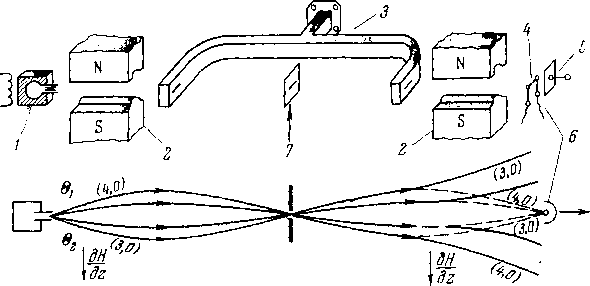
Пассивный стандарт частоты с оптической накачкой об­ладает долговременной стабильностью частоты порядка 10“и (вследствие старения) и имеет сравнительно плохую кратковременную стабильность. Активный стандарт обла­дает такой же долговременной стабильностью, но его кратко­временная стабильность, связанная с относительно боль­шой мощностью стандарта (ожидается получение разности '-'-40-8 вт), достаточно высока. Уже сейчас считается, что кратковременная стабильность частоты активного стандар­та с оптической накачкой сравнима с кратковременной стабильностью водородного генератора и достигает ■—-5 х X 10-12 при времени наблюдения—0,1 сек. Со временем наде­ются получить кратковременную стабильность порядка Ы0-13. Известным преимуществом обоих типов стандартов частоты с оптической накачкой является сравнительно малый вес, небольшие размеры и небольшая потребляе­мая мощность.

§ 9. Стандарты частоты с пучками атомов

1. Стандарты частоты с пучками атомов цезия были пер­выми приборами квантовой электроники, которые достигли метрологического класса и были введены в службу времени [60]. В настоящее время они превосходят по точности все остальные стандарты частоты и являются основой этало­нирования частоты (времени). Как будет видно ниже, име­ются основания предполагать, что аналогичные установки с пучками атомов таллия позволят достичь еще более высо­кой точности. Стандарт частоты этого тйпа состоит из пуч­кового радиоспектроскопа, с помощью которого осущест­вляется наблюдение спектральной линии, рабочих атомов и радиосхемы для сравнения частоты избранной линии

§ 9] СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ПУЧКАМИ АТОМОВ 195

с частотой внешних сигналов. В пучковом радиоспектроско­пе резонанс фиксируется не по поглощению или излуче­нию радиоволны ансамблем атомов, а по изменению поведе­ния атомного пучка под воздействием радиоволны. Исклю­чительные свойства стандарта частоты на пучке атомов цезия отчасти обязаны существованию чрезвычайно эффективного детектора атомного пучка.Дл я детектирования



**Рис. 9,1. Схема атомнолучевой трубки: 1 — источник пучкз. 2 — маг­ниты, 3 — U-образный резонатор, 4 — накаленная нить, 5 — коллек­тор, 6 — детектор пучка, 7 — коллиматорная щель.**

атомных пучков цезия и некоторых других металлов исполь­зуется явление поверхностной ионизации, состоящее в том, что, попадая на поверхность раскаленного металла, атом имеет некоторую вероятность отдать металлу один из своих валентных электронов и покинуть поверхность в виде поло­жительного иона. Для того чтобы вероятность этого процес­са был^а велика, нужно, чтобы работа выхода металла была больше, чем потенциал ионизации попадающего на него атома. В частности, энергия ионизации цезия (/cs =

* 3,87 эв) меньше, чем работа выхода вольфрама (V = 4,5 эв). Поэтому, попадая на поверхность раскаленного воль­фрама, атом цезия с вероятностью, близкой к единице, по­кидает ее в виде положительного иона. Аналогично ведут себя и другие щелочные атомы (/Rb = 4,16 эв\ /к ==4,3 эв). Отношение числа положительных ионов S+ к числу нейтральны < атомов S, отражающихся от поверхности

7\*

КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

металла, определяется формулой

ехр

**/ — *V  
kT***

Ионный ток, пропорциональный числу атомов цезия,  
попадающих на детектор, собирается коллектором, который  
обычно служит входным электродом усилителя со вторич-  
ной эмиссией электронов. Схема

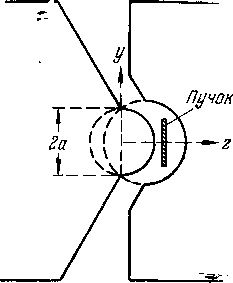
атомнолучевой трубки изображе-  
на на рис. 9,1.

Атомный пучок, формируемый  
источником, по пути к детектору  
проходит через зазоры двух от-  
клоняющих магнитов. Выходная  
щель источника, обычно подраз-  
деленная на ряд узких каналов,  
имеет ширину в несколько деся-  
тых миллиметра и высоту в нес-  
колько миллиметров. В проме-  
жутке между отклоняющими маг-  
нитами пучок взаимодействует  
с радиоволной. В зоне взаимо-  
действия поддерживается слабое  
постоянное однородное магнитное  
поле. Полюсным наконечникам  
отклоняющих магнитов придает-  
ся специальная форма (рис. 9,2),  
обеспечивающая постоянство  
градиента поля в достаточно  
большой части зазора [61]. На

атом, взаимодействующий с полем, действует сила, определя-  
емая зависимостью энергии частицы Е от пространственной  
структуры поля. Эта сила определяется формулой (6,35):

*F = —\jW.*

В интересующем нас случае, когда энергия определяет­ся магнитным полем Яс,



**Рис. 9,2. Сечение полюсных наконечников отклоняющих магнитов, обеспечивающих однородность градиента поля в области, занятой пучком. Пучок идет вдоль оси зазора перпендикулярно рисунку.**

F = \_W=\_|LVH

(9,1)

здесь предполагается, что W зависит от координат только вследствие изменений //0 в пространстве.

СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ПУЧКАМИ АТОМОВ

**197**

Для постоянного, не зависящего от #0, магнитного мо-  
мента

W = — |А#о = —[АэффЯо, (9,2)

где ц,Эфф — проекция {i на направление поля Н0. Подстав-  
ляя (9,2) в (9,1), получаем

F — М-эфф V^o- (9,3)

***дН0***

Под влиянием градиента атом, в соответствии

с (9,3), испытывает постоянное ускорение

М'эффдЯо

*°г ~* ’

где М — масса атома.

Полное отклонение за время пролета t равно

у \_ 1 ^эфф 3Hqj2 И'г дНо «2 /q д\

Л ~ 2 ***М dz 1 ~~ 2Ми? dz*** ’

где / — длина магнита, и — скорость атома.

Вылетев из зазора, атом движется по прямой в направ-  
лении касательной к его траектории на границе зазора.  
Поэтому полное отклонение атома в плоскости нити детек-  
тора, удаленной от торца магнита на расстояние Г, равно

z" = WTjr(/2 + 2“'>- <9-5>

Величина ^Эфф = —, входящая в последнюю форму-  
лу, может быть вычислена из (1,17):

***2т***

2/ +1 / Ну . И-/

М-эфф - — т + — — ^ ( -j j

2 I1 + 21 -4-1 х + х \

где

^ +-^)йг; ЬЕ„=,А (i + 4-1;

\* 1 J 1 / УбЯо’ “ V1 1 2 /

остальные обозначения соответствуют (1,17).

Так как магнитный момент ядра много меньше полного магнитного момента электронной оболочки, то при расчетах

198 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. И

следует применять предыдущую формулу, пренебрегая в ней |х; по сравнению с [ху:

*2т*

И»ФФ = ± **„ ‘t-\*7\*7** ■ 0.6)

2 1+:

4 т

2/ + 1

Но

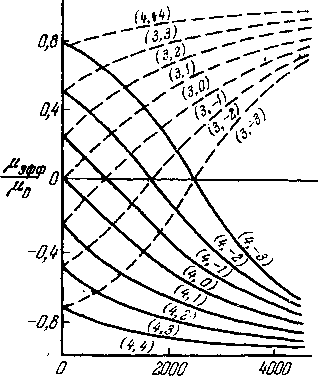
*X =* —

8Е0

Значения эффективного магнитного момента атомов Cs133,  
ядро которых имеет спин ?/2, изображены на рис. 9,3. Из

этого рисунка видно, что  
для атомов, имеющих  
одинаковые значения  
проекции момента т?,  
но различные значения  
полного момента/7, зави-  
симость [хэфф от Н0 одна  
и та же. Поэтому моно-  
скоростной пучок ато-  
мов, движущийся в поле  
магнита вдоль оси систе-  
мы, должен разделиться  
на 14 пучков, половина  
которых отклоняется в  
одну сторону от оси, а  
половина — в другую.  
Конечная апертура ис-  
точника пучка и распре  
деление атомов по скоро-  
стям смазывают эту кар-  
тину. Если посередине  
между источником и де-  
тектором на оси пучка

установлена коллиматорная диафрагма, то через нее под  
небольшими углами проходят атомы, вылетевшие под со-  
ответствующими углами из источника и имеющие соответ-  
ствующий набор значений квантовых чисел (F, trip)- Атомы  
прошедшие диафрагму, попадают в поле второго магнита.



V

**Рис. 9,3. Эффективный магнитный мо­мент для различных состояний атома Cs133 как функция внешнего магнит- ного поля.**

СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ПУЧКАМИ АТОМОВ 1QQ

Атомнолучевые установки могут различаться в зависи­мости от направления градиентов в обоих отклоняющих маг­нитах. Пусть направление полей и их градиенты в откло­няющих магнитах одинаковы. Тогда атомы, вылетевшие из источника под углом ©х к оси установки и находящиеся, например, в состоянии (4, 0), пройдут через коллиматорную диафрагму, испытав в первом магните действие силы, на­правленной вниз. В то же время вылетевшие под тем же углом атомы в состоянии (3,0) испытают действие силы, на­правленной вверх, и не пройдут через диафрагму. Атомы в состоянии (4, 0), попавшие в поле второго магнита, вновь будут отклонены вниз и не попадут на детектор. Аналогич­но обстоит дело с атомами, вылетающими под углом ©2. Здесь сразу отсеются атомы в состоянии (4, 0), а сквозь диафрагму пройдут атомы (3,0), которые будут отклонены еще дальше вверх полем второго магнита. Рассмотрим те­перь результат взаимодействия атомов с резонансным вы­сокочастотным полем в области между двумя магнитами. Атом, вылетающий из источника в состоянии (4, 0) под уг­лом ©j, может испытать акт вынужденного испускания. При этом он перейдет в состояние (3,0) и во втором магни­те будет отклонен вверх. Если установка отъюстирована надлежащим образом, то такой атом попадает на нить детектора и имеется большая вероятность, что он будет за­фиксирован. То же самое происходит с атомом, вылетаю­щим из источника под углом ©2 в состоянии (3, 0). Совершив акт резонансного поглощения, он перейдет в состояние (4,0) и будет отклонен вторым магнитом на детектор. Таким образом, ток детектора пропорционален числу актов взаимо­действия атомов с полем, которое в свою очередь зависит от вероятности взаимодействия. Максимум тока детектора со­ответствует вершине спектральной линии перехода (4, 0)^± £\*(3,0). Отметим, что высокая чувствительность метода до­стигается как за счет высокой чувствительности детектора с поверхностной ионизацией, так и в результате того, что сигнал детектора пропорционален сумме актов вынужденно­го испускания и резонансного поглощения. В системах, при­меняющих для индикации резонанса приемники электро­магнитного излучения, используется лишь разность между числом актов резонансного поглощения и вынужденного испускания. Для радиодиапазона при обычных темпер ату-

200 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

рах эта разность, определяемая больцмановским фактором (формула (2,2)), очень мала.

1. Рассмотрим теперь несколько подробнее процесс вза­имодействия атомов с электромагнитным полем, приводя­щий к формированию контура спектральной линии,- исполь­зуемой в стандарте частоты. Вероятность взаимодействия атома с электромагнитным полем равна [см. (4,22)]

где v12 — частота перехода, Av — ширина спектральной линии, измеренная на уровне половинной амплитуды, t — время взаимодействия атома с полем.

Эта формула имеет резонансный вид с максимумом при совпадении частоты поля с частотой перехода. Зависимость от времени для каждого атома имеет периодический харак­тер, и поэтому при исследовании поведения пучка необхо­димо провести усреднение. В случае, когда для всех атомов kvt 1, усреднение легко осуществимо, ибо sin2 Av/ — V2. Для реальных атомных пучков в установках разум­ных размеров усреднение провести весьма сложно. Соответ­ствующие расчеты проделаны Рамзеем с учетом реального распределения скоростей молекул в пучке. Они приводят к выражению, справедливому вблизи вершины резонанс­ной линии:

причем ив — наиболее вероятная скорость атомов, I — дли-

размерный коэффициент, меньший единицы. Таблица зна-

ведена в [50] на стр. 366. Так как ток в детекторе пучка пропорционален числу переходов, то зависимость этого тока от частоты СВЧ-поля v тоже описывается формулой

1. . Фиксируя момент резонанса v = v12, можно изме­рять частоту перехода атомов или, как это делается в атом­нолучевых стандартах частоты с пучками атомов цезия,

■

12 “ (VJ2 — V)3 + (Av)2

**(Av)2**



(9,8)

где

Av = 1,072-

(9,9)

на области взаимодействия



чений функции/ (х), где\* = —■ [(v12 — v)2 + (Av)2]2, при-

В

§ g'J СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ПУЧКАМИ АТОМОВ

/ -

приняв частоту v12 в качестве опорной, контролировать час-  
тоту электромагнитного поля v.

Из формулы (9,9) можно заключить, что, увеличивая об-  
ласть взаимодействия, можно сколь угодно сужать шири-  
ну спектральной линии при наблюдении ее в атомном пучке.  
Однако практически этот

путь ограничен, так как W  
трудно создать достаточ-  
но однородное магнитное  
поле в больших объемах

и, кроме того, с ростом  
области взаимодействия  
падает интенсивность  
атомного пучка. Влияние  
неоднородности магнит-  
ного поля сказывается в  
том, что в различных его

областях Vi2 = будет

различной (см. (1,18)), что  
приводит к наложению

ряда сдвинутых кривых

1. , т. е. к расширению  
   результирующей спект-  
   ральной линии. Рамзей  
   заметил, что эту труд-  
   ность можно обойти, ес-

ли заставить атомный пучок

кочастотным полем

со

**Рис. 9,4. Зависимость вероятности пе­рехода от частоты (форма спектральной линии) в установке с разнесенными областями взаимодействия.**

взаимодействовать с высо-

дважды в двух удаленных облас-

тях небольших размеров. При этом резонансная кривая  
(9,8) усложнится. На ее вершине возникнет тонкая струк-  
тура, внешне напоминающая распределение интенсивно-  
сти при интерференции света от квазимонохроматичес-  
кого источника, прошедшего через две узкие щели, распо-  
ложенные на некотором расстоянии друг от друга (рис. 9,4).

Ширина главного максимума в этом случае равна \*)

Av = 0,575 •

(9,9а)

**\*) Коэффициент 0,575 вместо обычного 0,65 взят потому, что мы от­считываем ширину спектральной линии на уровне половины разности между центральным максимумом линии Рамзея и первым ее минимумом.**

202 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

теперь L — длина промежутка между областями взаимодей­ствия атомов с СВЧ-полем. Главным преимуществом этого метода является существенное ослабление требований к одно­родности магнитного поля в промежутке между областями взаимодействия, что позволяет делать L намного большим, чем область взаимодействия / в методе Раби, и, следователь­но, получать более узкую спектральную линию.

Следует отметить, что прогресс техники магнитного экра­нирования позволяет получать сравнительно узкие спект­ральные линии и при помощи метода Раби. Существенно также, что при этом можно работать при меньших мощно­стях высокочастотных сигналов. Однако экспериментально эта возможность еще недостаточно изучена.

Атомнолучевые трубки, являющиеся главной частью стандартов частоты на пучке атомов цезия, теперь выпус\* каются промышленностью в виде комплектных устройств. В них входит не только отпаянная вакуумная часть трубки с источником пучка, СВЧ-резонатором, индикатором пуч­ка и небольшим ионно-геттерным насосом для поддержания вакуума, но и также отклоняющие магниты, магнитный экран, охватывающий область взаимодействия, внутри ко­торого помещены катушки для создания однородного маг­нитного поля и другие элементы. Эти трубки вместе с соот­ветствующими электронными схемами обеспечивают погреш­ность частоты не хуже 10-11 за период от секунд и выше. Однако для получения предельной достигнутой в последнее время погрешности порядка Ю-12 приходится применять уникальные установки. В этих установках как в самой атомнолучевой трубке, так и в электронных схемах прини­маются меры для подавления всех известных источников по­грешностей. Погрешности атомнолучевых стандартов ча­стоты, как и других измерительных систем, разделяются на систематические и случайные. Наиболее опасными являют­ся систематические погрешности, ибо случайные могут быть с достаточной точностью исключены путем многократных измерений и соответствующей обработки результатов из­мерений.

Систематические погрешности атомнолучевых стандар­тов частоты большей частью можно разделить на две груп­пы — погрешности, зависящие от положения вершины спектральной линии, ее симметрии и т. д., и погрешности,

§ э1 СТАНДАРТЫ 4AdT0tbI С ПУЧКАМИ АТОМОВ

возникающие даже при идеальной спектральной линии за счет системы индикации. Кроме того, имеется ряд погреш­ностей, зависящих одновременно от спектральной линии и системы индикации.

1. Рассмотрим важнейшие источники систематических погрешностей и оценим пределы, в которых должны удержи­ваться параметры установки с тем, чтобы соответствующие погрешности были меньше, чем некоторая заданная ве­личина.

В качестве эталонной величины для определения секун­ды, а следовательно и герца, принято значение частоты v0 перехода (4, 0) ^ (3, 0) атомов Cs133 в отсутствие магнит­ного поля. Однако в атомнолучевых стандартах такие пере­ходы наблюдаются во внешнем поле порядка нескольких сотых эрстеда. Это необходимо для того, чтобы снять вы­рождение уровней f = 3 и f = 4. В таком поле подуров­ни с тр ф 0 сдвигаются относительно подуровней тР = 0, так что соответствующие спектральные линии перекрыва­ются слабо. Искомая частота вычисляется из наблюдаемой v по формуле

v0 = v-427//^), (9,10)

где v0 и v — в герцах, Я — в эрстедах, а усреднение берет­ся по пути, проходимому пучком в области между двумя ‘областями СВЧ-поля. К сожалению, величина Я2 (х) не может быть измерена непосредственно и ее неопределен­ность вносит соответствующую погрешность в значение v0. Наблюдение переходов между зеемановскими подуров­нями с тр =j= 0 позволяет определить лишь среднее значе­ние поля Я (л:), ибо, в силу линейности эффекта Зеемана, значения зеемановских частот зависят не от Я2, а от Я и при наблюдении усредняется значение амплитуды поля, а не значение ее квадрата. Для измерения поля Я можно ис­пользовать также низкочастотные зеемановские переходы между подуровнями одного сверхтонкого состояния и вы­сокочастотные переходы между подуровнями с различными значениями F.

Переходы с AF = 0 дают значения поля через частоту, измеренную в герцах:

Щх) = ~Л0~\ (9,11)

204 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ Ггл. II

Переходы с AF = ± 1 дают

*Н (х) = ■* 10"\*.

**(9,11а)**

Низкочастотные переходы позволяют достичь большей точ­ности измерения поля.

Измерив таким образом # (х), его возводят в квадрат и подставляют [Н (х)]% в (9,10) вместо #2 (х). Эта процедура приводит к погрешностям двух типов. Первые являются следствием неточности определения Н (х), вторые происте­кают из замены среднего квадрата квадратом от среднего.

Оценим погрешность частоты, обусловленную погреш­ностью измерения Н (х). Давая значению # приращение А#, можно получить

v -(- Av = v0 + 427 [Н (х) + А#]2 =

= Vo + 427 [Я2^\*) + 2Hjx)AH + {АН)2], (9,12)

откуда, принебрегая квадратом приращения, получим

Произведя достаточное количество измерений для различ­ных переходов при разных АН, можно определить Н(х) с точностью, обеспечивающей для частоты погрешность ме­нее 10-13.

Погрешность за счет замены среднего квадрата квадра­том среднего значения,

может быть определена детальным измерением магнитного поля вдоль пути атомов. В экспериментах Национального бюро стандартов США эта погрешность сведена к величине порядка 10~14.

Пространственная неоднородность магнитного поля в пространстве, разделяющем области взаимодействия, при­водит к асимметрии рамзеевской линии, что может явить­ся существенным источником погрешности. К счастью, спектральные линии, линейно зависящие от магнитного поля, являются чувствительными индикаторами такой асим­

Av= 2-427# (х) АН.

(9,13)

Av = 427 [#2(\*)— [#(\*)]2],

(9,14)

СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ПУЧКАМИ АТОМОВ 205

метрии и позволяют доводить ее до достаточно малой вели­чины.

Отличие напряженности поля Н0 внутри области взаимо­действия от среднего значения поля в области дрейфа при­водит к сдвигу частоты

v = v0-427 (9,15)

где / — длина резонатора, L — длина промежутка между областями взаимодействия, Н — напряженность поля в ре­зонаторах, #0 — напряженность поля в области дрейфа.

Этот сдвиг обратно пропорционален длине промежутка L между областями взаимодействия и уменьшается по мере увеличения длины трубки. Для его устранения в коротких трубках необходимы тщательные измерения поля.

В ряде атомнолучевых стандартов была обнаружена за­висимость частоты (порядка 10-10) от направления магнитно­го поля в зоне взаимодействия. Влияние этой погрешности может быть учтено усреднением результатов измерения при обоих направлениях поля. Источником погрешности, связанной с направлением магнитного поля, может быть изменение вектора СВЧ-поля вдоль пучка, в частности, вследствие просачивания СВЧ-поля через щели резонатора, в результате чего пучок вне резонатора взаимодействует с неоднородным по величине и направлению СВЧ-полем. Просачивание за пределы резонатора приводит также к возникновению эффекта Допплера первого порядка и по­этому должно быть ограничено, например, применением запредельных волноводов.

Однако более вероятной причиной зависимости частоты от направления магнитного поля в области взаимодействия явлфотся так называемые майорановские переходы, возни­кающие при прохождении атомов через области с большими продольными градиентами постоянного магнитного поля. Такие градиенты обусловлены полями рассеяния отклоня­ющих магнитов. Майорановские переходы могут быть уст­ранены не только рациональной конструкцией, но и воздей­ствием на пучок вспомогательного поля, вызывающего вы­нужденные переходы между зеемановскими подуровнями.

Одной из наиболее существенных и трудно устранимых погрешностей является расфазировка СВЧ-полей в двух областях взаимодействия.

206 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [FJ1. II

Разность фаз Дф между высокочастотными полями в раз-  
несенных областях взаимодействия приводит к погрешно-  
сти частоты

Av Дер  
"V- “ nQ^ ’

где Qn — добротность спектральной линии.

Погрешность такого рода делает недопустимым приме-  
нение отдельных резонаторов, слабо связанных с соединяю-  
щим их волноводом. С этой точки зрения существенно луч-  
шими свойствами обладает П-образный резонатор, .пред-  
ставляющий собой волновод, изогнутый в форме буквы «П»,  
с длинной средней частью, в середине которой помещается  
элемент связи. Но и в резонаторах такого типа возникает  
разность фаз между СВЧ-полями. Разность фаз между обла  
стями взаимодействия может возникнуть, например, из-за  
электрической несимметрии П-образного резонатора. Ее  
величину можно оценить по формуле

A(p = a/p[iAZ, (9,16)

где а — потери на единице длины резонатора, /р — длина  
резонатора, Р — постоянная распространения, ДZ — сме-  
щение возбуждающего элемента от середины резонатора.  
Формулу (9,16) удобно преобразовать, вводя в нее

добротность резонатора Qp = и длину волны в волново-

де А = ~р-. Такое преобразование дает

**. л”-п kz /Г1 .**

дч>=о7л-- (9>17>

где п — число полуволн, укладывающихся на длине резо-  
натора.

Указанная выше разность фаз приводит к погрешности  
частоты

**Av л п A Z**

v л '

(9,18)

Здесь Qn — добротность спектральной линии.

Чтобы уменьшить погрешность, вызванную расфазиров- Av

кой СВЧ-полей, до —= 1(Г12 в конструкции трубки, для

§ 9] СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ПУЧКАМИ АТОМОВ 207

которой Av = 300 гц, п — 16, Qp = 3-103, А = 4,62, необ­ходимо обеспечить AZ 0,08 мм.

Следует отметить, что рассмотренную выше погрешность практически нельзя уменьшить, увеличивая пролетную длину резонатора. Действительно, хотя увеличение пролет­ной длины L увеличивает эффективную добротность <2Л, но при этом соответственно возрастает число полуволн п, укладывающихся в резонаторе, так что отношение n/Qn не изменяется.

Формула (9,16) показывает, что возможны фазовые сдви­ги, вызванные различием постоянных распространения в плечах П-образного резонатора. С этой точки зрения осо­бенно опасными являются случайные изгибы резонатора, различные нерегулярности, в том числе обусловленные термическими деформациями. Поэтому необходимо обеспе­чить высокую механическую точность изготовления резона­торов. К фазовым сдвигам, дающим погрешность частоты порядка -—'10-11, могут привести также отложения пленок цезия или масла внутри резонатора. Это делает необходи­мым периодическую чистку разборных установок и предъ­являет жесткие требования к вакуумной технологии при из­готовлении отпаянных атомнолучевых трубок.

Переходы между уровнями с тр =/= 0 попарно симмет­ричны относительно частоты перехода (4, 0) (0, 3). Поэто­му в свободном пространстве или при идеальной юстировке атомнолучевой трубки переходы с m^ =f= 0 не должны при­водить к искажению симметрии или к сдвигу наблюдаемой спектральной линии. Однако в реальных установках такие переходы вносят заметный вклад в погрешность стандарта. Причина этих погрешностей заключена в неизбежных от­клонениях от симметрии в конструкции атомнолучевой трубки. Даже если постоянное магнитное поле в области взаимодействия строго параллельно высокочастотному по­лю и я-переходы (Атр = ± 1) не возбуждаются, а-перехо­ды (/S.mF = 0) в случае атомов цезия неизбежны. Обычно из-за несимметрии установки интенсивность симметрич­ных по частоте переходов (например (4,1) z± (3, 1) и (4, —1)

(3, —1)) неодинакова. Поэтому крылья соответствующих спектральных линий различаются по интенсивности, что нарушает симметрию линии (4, 0) (3, 0), на которую на­кладываются эти крылья. Осуществить достаточно точную

208 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. П

и стабильную во времени юстировку установки при таком перекрытии весьма трудно. Более эффективным является достаточно большое разнесение частот а-переходов с тем, чтобы наложение их крыльев на основную линию было достаточно малым. Оценки показывают, что для. дости­жения погрешности l(h12 следует работать при значениях постоянного поля в области взаимодействия, превышаю­щих 0,05 э.

Затягивание частоты вследствие расстройки резонатора, сильно влияющее на работу молекулярного генератора, для цезиевого стандарта несущественно. Вызываемый им сдвиг частоты

&v = {~kJAvc (9,19)

квадратичен относительно добротностей и при Qp = 3000 и Avc = 1 Мгц составляет лишь 10~12. Однако погрешность этого типа препятствует сильному увеличению Qp, жела­тельному для подавления влияния сдвига фазы.

Гораздо более существенна погрешность, возникающая в случае, когда СВЧ-сигнал, возбуждающий переходы в атомном пучке, содержит несимметричные боковые состав­ляющие. Несимметричные составляющие сигнала приводят к кажущейся асимметрии линии и сдвигу ее вершины. Рас­чет этих погрешностей в общем случае сложен, так как он должен учитывать конкретный вид спектра возбуждающего сигнала. Тем не менее в случае одной пары боковых состав­ляющих с неравными амплитудами может быть получена про­стая формула, иллюстрирующая роль погрешностей этого типа:

* = **(9>2°) Vo** I **Vo (Vo** — **V ) V > /**

Здесь А — разность амплитуд боковых составляющих, / — амплитуда несущей, 6v — ширина спектральной линии, (v0 — v8) — расстройка боковых составляющих относитель­но вершины спектральной линии. Формула (9,20) справедли­ва лишь при достаточно больших (v0 — vs). Погрешности, связанные с несимметричной низкочастотной модуляцией, можно контролировать, измеряя частоту стандарта при

СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ПУЧКАМИ АТОМОВ

**209**

одновременном контроле спектра СВЧ-сигнала. Боковые со­ставляющие, возникающие в умножителях частоты, отстоят от основного сигнала на величины, кратные частоте квар­цевого генератора. Если эти расстояния достаточно велики и превосходят возможные расщепления зеемановских ком­понент спектра, погрешности, создаваемые боковыми со­ставляющими, не играют роли. Это имеет место, если опор­ный кварцевый генератор работает на частотах, равных или превышающих 5 Мгц. Применение низкочастотных кварце­вых генераторов может привести к значительным погреш­ностям такого рода, особенно если одна из боковых состав­ляющих совпадает с частотой какого-либо зеемановского перехода.

Боковые составляющие в спектре СВЧ-сигнала могут возникнуть под влиянием сетевых наводок. В этом случае они отстоят от основного сигнала на расстояния, кратные частоте сети. Расчет показывает, что для атомнолучевых трубок с небольшими пролетными расстояниями наиболь­шее влияние оказывают компоненты сигнала, отличающие­ся от основной частоты на 100 гц. Требования к величине этих компонент должны быть достаточно жесткими: их амплитуда должна составлять не более 0,1 % от ампли­туды выходного сигнала умножителя, для того чтобы обес­печить погрешность меньше 10-12. Погрешности аналогич­ного типа возникают также в системах, в которых для авто­матической подстройки частоты кварцевого генератора по сигналу атомнолучевой трубки применяется частотная или фазовая модуляция СВЧ-сигнала. Наиболее существенной здесь является вторая гармоника частоты модуляции. Что­бы указанная выше погрешность не превышала 10~12, клир- фактор сигнала частотной модуляции не должен превышать 0,0£%, что является сложной технической задачей.

1. Перейдем теперь к анализу влияния на точность стан­дарта частоты методов наблюдения спектральной линии. Фор­ма спектральной линии, получаемой при помощи метода разнесенных осциллирующих полей, описывается весьма сложными выражениями, содержащими неэлементарные функции [62]. Однако для исследования вопроса о точности определения вершины резонансной кривой не требуется учета формы этой кривой вдали от резонанса. Достаточно знать форму кривой вблизи вершины, что позволяет

210 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

аппроксимировать ее простой функцией:

ф(Х) = ФР -кг-^ + к,^; (9,21)

А/Р 'Р

здесь Фр — интенсивность рамзеевской линии, определяе­мая как разность отсчета тока детектора в максимуме и отсчета в ближайшем минимуме тонкой структуры линии; kx и &2 — коэффициенты, пропорциональные ФР, завися­щие от амплитуды возбуждающего, поля; Д/р— ширина главного максимума, отсчитанная на уровне /р/2.

Чтобы оценить точность отсчета положения резонанса, будем считать, что минимальная погрешность соответствует среднему квадратичному значению флуктуаций индикато­ра. При отсчете по вершине резонансной кривой можно ог­раничиться квадратичным членом формулы (9,21). Это дает минимальную погрешность

6\*.„„н = 0,507- Д/р У~р, (9,22)

где р = б/Фр—отношение среднеквадратичного зна­чения флуктуаций к интенсивности линии Рамзея. Однако отсчет по вершине резонансной линии не дает большой точ­ности, поскольку крутизна кривой здесь достигает мини­мума. Наибольшая крутизна достигается на полуширине резонансной кривой. Воспользовавшись снова формулой (9,21), получим

6?1МИн = 0,5б5.Д/р-р.' (9,23)

В этом случае погрешность пропорциональна р, а не V р. как при отсчете по вершине. При малых р это позволя­ет лучше использовать возможности увеличения отношения сигнал/шум.

Отношение сигнал/шум в системе индикации можно до­полнительно улучшить, если применить частотную или фа­зовую модуляцию СВЧ-сигнала низкочастотным сигналом, узкополосное усиление, синхронное детектирование на ча­стоте модуляции, а также интегрирующую ячейку на вы­ходе синхронного детектора.

Записав мгновенное значение частоты сигнала в виде

X == Я-о + ^isin **2nfnt,**

(9,24)

§ 9] КОНСТАНТЫ ЧАСТОТЫ С ПУЧКАМИ АТОМОВ 211

где Л,0 — расстройка, — девиация, /м — частота модуля­ции, и подставляя (9,24) в (9,21), получим

Учитывая депрессию шумов вследствие узкополосного усиления, синхронного детектирования и низкочастотной фильтрации, получим

х — наибольшая из постоянных времени узкополосного усилителя и выходного фильтра синхронного детектора.

Предыдущее рассмотрение приводит к выводу о целе­сообразности увеличения времени наблюдения (усреднения) для подавления шумов системы индикации. Однако этот вы­вод справедлив лишь при предположении, что частота опорного СВЧ-сигнала совершенно стабильна. В действи­тельности эта частота, получаемая путем умножения сигна­ла опорного кварцевого генератора, флуктуирует, причем ее флуктуации можно условно разбить на два типа — «быстрые» флуктуации, обусловленные дробовыми и тепло­выми шумами, и «медленные», обусловленные фликкер-эф­фектом, наводками, вибрациями и старением кварца.

«Медленные» уходы частоты СВЧ-сигнала, как показы­вают оценки, играют намного более вредную роль, чем «быстрые». К сожалению, точный анализ их влияния затруд­нен. Однако «медленные» уходы частоты обладают одним общим свойством, которое можно использовать для качест­венного учета их влияния. Спектральная плотность флук­туаций частоты, связанных с «медленными» уходами, рас­тет с понижением частоты. Уход частоты ламповых генера­торов [63] можно описать формулой



ЭХ?) . (9,25)

6ЯМИН = 0,588- Д/утр

(9,26)

где



тВх — постоянная времени индикатора

*g0(F)dF = aF~b dF*

где g0 (F) — спектральная плотность среднего квадрата уходов частоты, b — постоянная порядка единицы, а — постоянная, характерная для рассматриваемой схемы. Эта

212 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. 11

математическая модель медленных флуктуаций лежит в ос­нове последующих оценок.

Несложные, но громоздкие вычисления позволяют полу­чить выражения для точности определения резонансной частоты спектральной линии с учетом флуктуаций СВЧ- сигнала при различных методах отсчета. Для отсчета на вершине линии

*Ькр = k^Fi*

где k — постоянная порядка единицы, оу — средне-квадра- тичное значение ухода частоты возбуждающего сигнала в интервале частот, ограниченном временем наблюдения и постоянной времени системы отсчета резонансной частоты. Значение k меняется от 2 до 1 в зависимости от реальных флуктуаций и схемы измерения. Оценки показывают, что наименьшее значение, k ~ дают модуляционные схемы, обеспечивающие эффективное подавление шумов; поэтому для модуляционного метода получается

6Я,р — бр.

Приведенные выше оценки 6А,МИН и ЬХр получены соответст­венно в предположении идеального источника СВЧ-сигнала ,и идеального нешумящего индикатора. Вследствие того, что флуктуации генератора и индикатора статистически независимы, реальные погрешности складываются по обыч­ному закону:

*61* = У(&К»«Г + (ьхгу.

Уменьшение результирующей погрешности требует тща­тельного подавления обеих ее составляющих. Обсуждение возможностей уменьшения второго члена, связанных в ос­новном с выбором кварцевого генератора и схем умножения частоты, будет проведено ниже.

Первый член, как мы знаем, определяется шириной спектральной линии и отношением сигнал/шум в схеме индикации:

6Я.„„» = сД/р^, (9,27)

где с = 0,565 (9,23) или с — 0,588 (9,26). (В случае (9,22)

вместо а/Фр входит л/ \_1\_ ]

У **а/Фр** ')

СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ПУЧКАМИ АТОМОВ

**213**

Все три существенных параметра: А/р, а и Фр — зави­сят от конструкции и режима работы атомнолучевой трубки. Эти параметры связаны между собой. Например, увеличение пролетной длины с цельюуменьшения А/р приводит к умень­шению Фр. Поэтому перед конструктором атомнолучевой трубки возникает задача нахождения разумного оптимума при выборе параметров трубки.

Решение задачи оптимизации параметров атомнолучевой трубки существенно различается для отпаянных кон­струкций и для лабораторных установок, допускающих повторные откачки. Забегая вперед, укажем, что причиной этого различия является возрастание флуктуаций на входе индикатора вследствие увеличения остаточного давления паров цезия в трубке. В отпаянных трубках это заставля­ет ограничивать интенсивность пучка атомов цезия до вели­чины, определяемой необходимым сроком службы и эффек­тивностью геттера, поглощающего цезий в рабочем объеме трубки.

В лабораторных установках такого ограничения нет, ибо избыточные флуктуации, вызванные парами цезия, мо­гут быть устранены вымораживанием или периодическим окислением цезия, конденсирующегося на стенках трубки. При этом, естественно, необходимо возобновлять запас цезия в источнике и заново производить откачку и обезгажи- вание системы. В дальнейшем мы ограничимся рассмотрени­ем лабораторных систем, рассчитанных на достижение наи­высшей стабильности, в которых интенсивность пучка цезия ограничивается лишь физическими, а не технологическими причинами.

Основным фактором, определяющим стабильность кван­тового стандарта, является ширина спектральной линии, определяемая в данном случае формулой (9,9), в которой наиболее вероятная скорость атомов равна

где k — постоянная Больцмана, равная 1,38 -К)-16 эрг/град, Тп — температура источника пучка, m — масса атома. Для цезия m = 2,22 -10~22 г. Подставляя это значение,



214 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ (ГЛ. II

получим, что для цезия ширина спектральной линии равна Avp = 6,42-102 (9,9а)

Таким образом, ширина спектральной линии пропорцио­нальна корню из температуры источника. Казалось бы, для сужения спектральной линии целесообразно уменьшать Тп- Однако,^ как будет показано ниже, понижение Тп при­водит к резкому уменьшению интенсивности атомного пуч­ка и уменьшению точности. Так возникает задача отыскания оптимума Тп.

Атомы, образующие пучок, выходят из источника неза­висимо один от другого. В результате интенсивность пучка флуктуирует подобно интенсивности анодного тока лампы. Флуктуации интенсивности пучка этого типа называют дробовыми. Средний квадрат флуктуаций тока индикатора, обусловленный дробовыми флуктуациями интенсивности пучка, равен

7| = 2el 6v, (9,28)

где е = 1,6-10~19 а-сек — заряд электрона, / — интенсив­ности пучка в амперах , 6v — полоса частот, воспринимае­мых индикатором. Эта величина зависит от Тп — темпера­туры источника пучка, так как интенсивность пучка, выхо­дящего из источника, есть

/п= eKf^-Z=, (9,29)

***%*** *Y* 2***Timk*** *Y****Tn***

где /С — коэффициент ионизации, для цезия на раскален­ном вольфраме/С ^ 1; 5Эфф — эффективная площадь источ­ника; р — давление в источнике; % — коэффициент, харак­теризующий направленность источника пучка. Следует от­метить, что давление цезия в рабочем диапазоне темпе­ратур зависит от температуры экспоненциально, т. е. го­раздо сильнее, чем Гй/2. К этому мы еще вернемся ниже.

Дополнительные флуктуации тока индикатора возни­кают в связи с термоэмиссией электронов раскаленным воль­фрамом и ионов примесей, содержащихся в вольфраме, а также в связи с ионизацией остаточных газов и паров цезия. Эти флуктуации пропорциональны току индикатора /ф,

§ 9] СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ПУЧКАМИ АТОМОВ 215

наблюдаемому при холодном источнике пучка:

/| = *2el^bv.*

Поддерживая вакуум в индикаторной части трубки лучше, чем 10~7 мм рт. ст., обеспечивая поглощение оста­точных паров цезия, применяя чистый вольфрам и подби­рая его рабочую температуру (после предварительного от­жига), можно свести к величине меньшей, чем тепловые флуктуации во входном сопротивлении.

В этом случае флуктуации напряжения на индикаторе определяются дробовым током пучка и тепловыми флукту­ациями сопротивления:

*~¥m = 2R[eI{\* -f *t)N\*R + 2kT]bv,* (9,30)

здесь R — нагрузочное сопротивление, £ — избыточные шу­мы электронного умножителя, N — его коэффициент уси­ления (для электрометрического усилителя | = 0, N== 1), Т — температура нагрузочного сопротивления.

Спектральный состав этого напряжения определяется главным образом постоянной времени входной цепи твх и индикатора. Учитывая твх, получим для среднего квад­ратичного значения шума на выходе индикатора пучка

*а= ГЩ+ШШ+ШП.* (9,31)

У **tBX**

Предыдущая формула показывает, что при токе пучка на индикаторе I > 1,6 '10-12 а (т. е. >• 107 атомов в секунду) превалирует первый член и шум имеет дробовой характер. При меньших токах преобладает тепловой шум. Из этой же формулы следует, что для уменьшения флукту­аций, при прочих равных условиях, нужно было бы умень­шать ток /, однако дальше будет показано, что это приво­дит к уменьшению отношения сигнал/шум и потере ста­бильности.

Для трубки, в которой источник и индикатор пучка рас­положены на оси симметрии, выбор градиентов полей откло­няющих магнитов и фаз СВЧ-полей в областях взаимодей­ствия зависит от способа индикации. При модуляционной системе индикации следует предпочесть одинаковые знаки

218 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. 11

градиентов отклоняющих магнитных полей и противофаз­ные СВЧ-поля.

Для случая, когда источник и индикатор не располо­жены на оси трубки, предпочтительнее располагать их по разные стороны оси и также выбирать одинаковый знак градиентов отклоняющих полей и противофазные СВЧ-поля.

Теперь мы можем оценить зависимости погрешности, даваемой атомнолучевой трубкой, от пролетной длины. За основу возьмем формулу (9,27). Для определения входящих в нее величин используем формулы (9,9а) и (9,31), а вели­чину ФР представим в виде

где т] — коэффициент использования пучка, определяется экспериментально как отношение разности интенсивностей при противоположных и одинаковых градиентах отклоняю­щих магнитов к интенсивности пучка при отсутствии маг­нитов, /п — интенсивность пучка на нити детектора в отсут­ствие отклоняющих магнитов.

Величина /п связана с конструкцией источника и инди­катора, а также с полной длиной атомнолучевой трубки:

где Sg — площадь рабочей части нити индикатора, Q — телесный угол расходимости пучка, /0 — расстояние от ис­точника до индикатора, /0 — интенсивность пучка у источ­ника.

где L — пролетная длина (расстояние между СВЧ-полями), I' — длина концевого участка от резонатора до источника (йли индикатора) пучка, определяемая длиной отклоняю­щих магнитов и конструктивных промежутков между маг­нитом и резонатором, с одной стороны, и магнитом и источ­ником (или индикатором) — с другой.

ФР =8,14- *\0~2r\RN 1п,*

(9,32)



(9,33)

—■ L 2/',

(9,34)

§ 9J СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ПУЧКАМИ АТОМОВ 217

При учете вышеуказанных зависимостей формула (9,27) дает

**6>.мин = ^ + В2.**

(9,35)

где

А = 2,94

ауй

***i\IoSgN*** J,

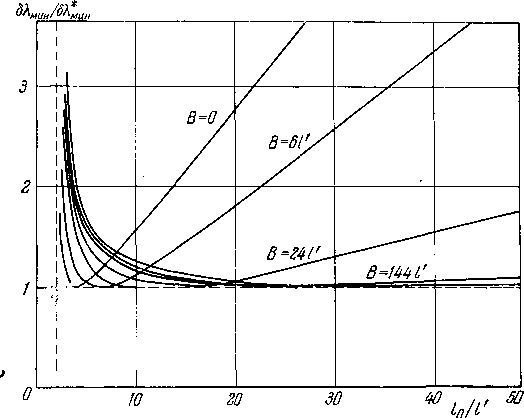
***kT***

*B = N*

**(1 -0,972 rj) IoSM (l + £)e**

**2 *kTQ***

Коэффициент В характеризует атомнолучевую трубку, для которой вклады дробовых и тепловых флуктуаций в шу­мы оказываются одинаковыми.



**Рис. 9,5. Графики зависимости погрешности, даваемой атомно­лучевой трубкой, от ее длины.**

Отыскание экстремума (9,35) по I приводит к кубичес­кому уравнению.

На рис. 9,5 приведены зависимости 8А,МИН/6А,МИН от /„//'. Здесь 8Х\*МШ1 означает погрешность при оптимальной

218 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. И

длине атомнолучевой трубки. Из рисунка видно, что при малых В, когда превалируют тепловые шумы, кривые име­ют минимум в области IJV = 4 н- 6. При больших В, когда превалируют дробовые шумы, кривые монотонно убывают, причем при /„//' > 5 убывание становится медленным.

Учитывая конструктивные преимущества малогабарит­ных атомнолучевых трубок и то, что увеличение длины свыше значений IJV = 4 дает выигрыш по точности не более чем на 25%, следует предпочесть трубки с отношени­ем /„//' порядка 4-5-6, т. е. ограничиваться длинами L = (2-:- 4) /'.

Используя формулу (9,35) вместе с (9,26) и (9,29), мож­но найти зависимость погрешности отсчета частоты от тем­пературы источника пучка. Правда, для этого нужно еще знать зависимость давления р паров цезия в источнике от его температуры. В пределах от 0° С до 200° С эта зависи­мость выражается следующей эмипирической формулой:

\_ 3965,5

р{Тп)= 1,95-ЮМО Гп .

Сложный характер получающихся зависимостей делает их аналитическое исследование громоздким. Однако их общая тенденция, ясно видная из полученных выражений, сводится к монотонному увеличению точности с повышени­ем температуры источника, а не к желательному уменьше­нию этой температуры, как может показаться из изолиро­ванного рассмотрения формулы (9,9а).'

Практически повышение температуры источника огра­ничено газоотделением и трудностью поглощения паров цезия. Особенно существенными эти ограничения оказы­ваются в отпаянных конструкциях. В лабораторных кон­струкциях, действующих при непрерывной откачке, рабо­чая температура источника может достигать 180° С и даже 200° С, если, конечно, применен источник с достаточно тон­кими каналами.

1. Даже при отсутствии систематических погрешностей случайные ошибки ограничивают точность атомнолучевых квантовых’ стандартов частоты. В современных атомно­лучевых стандартах частоты, индикатор которых содер­жит электронный умножитель, дробовые шумы атомного пучка являются главным источником случайных ошибок.

СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ С ПУЧКАМИ АТОМОВ

**219**

Казалось бы, что в службе времени, где длительность усреднения не ограничена, эти шумы могут быть практичес­ки полностью подавлены. Однако и там длительность усред­нения не беспредельна. Она существенно ограничена нестабильностями опорного кварцевого генератора. Оптимальное время наблюдения соответствует равенству погрешностей, обусловленных атомнолучевой трубкой и кварцевым генератором.

Имеются основания полагать, что атомнолучевые трубки с пучком атомов таллия позволят достичь более высоких точностей, чем это получено с пучками атомов цезия. Такие предположения основаны на существенно меньшей зави­симости частоты перехода таллия от внешних магнитных полей:

v = v0(Tl) + 20,4#02

вместо 427 Hi Для цезия. Соответственно могут быть при­мерно в 20 раз уменьшены погрешности, связанные с неточ­ностью измерения и неоднородностью магнитного поля, ста­рением магнитных экранов и т. п. Некоторый выигрыш дает также более высокая частота перехода,

v0(Tl) = 21 310833945,9± 0,2 гц,

и большая масса атомов таллия-205. Основная трудность в применении таллия связана с тем, что его потенциал иони­зации превосходит работу выхода вольфрама. Поэтому чистый вольфрам не может обеспечить действия детектора с поверхностной ионизацией. В откачиваемых системах могут применяться индикаторы с оксидированным воль­фрамом. Достаточно эффективным материалом может ока­заться также рений (работа выхода отдельных граней поли- кристаллического рения лежит в пределах 4,9—5,5 в [64]).

Уменьшение эффективности индикатора в какой-то ме­ре компенсируется лучшим использованием пучка вследст­вие того, что ядро атома таллия имеет спин / = V2, так что в работе стандарта участвует V2 атомов пучка вместо V8 у це­зия. Следует учесть, что спин V2 приводит к отсутствию у таллия ст-переходов cAmF=j=0f что исключает погреш­ности, связанные с влиянием соседних переходов. Точ­ность, достигнутая в существующих установках с пучками

220 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

атомов таллия, пока не превосходит точности цезиевых стандартов частоты. В настоящее время основным источ­ником погрешности является фазовый сдвиг между СВЧ- полями в двух областях взаимодействия.

§ 10. Стандарты частоты оптического диапазона

Оптические квантовые генераторы (ОКГ) пока еще не применяются в качестве стандартов частоты или времени. Это объясняется рядом трудностей, пути преодоления ко­торых, уже намечаются. Быстрое развитие квантовой элек­троники позволяет предвидеть эффективный прогресс и в этой области. Поэтому целесообразно кратко рассмотреть здесь соответствующий круг проблем.

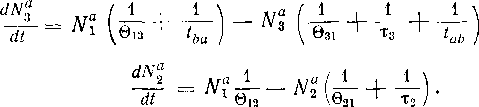
Наиболее узкие спектральные линии люминесценции, достаточно интенсивные для получения генерации, в на­стоящее время обнаружены в газах. Однако и в газах они весьма широки. Ширина их составляет сотни мегагерц (800 Мгц для гелий-неонового ОКГ). В то же время доброт­ность резонаторов оптического диапазона очень велика и достигает величин порядка 108 -f- 109. Поэтому (см. §5) частота генерации ОКГ существенно зависит от настройки резонатора, что соответственно ограничивает ее стабиль­ность. Ниже будут обсуждены два пути повышения ста­бильности частотыОКГ—автоматическая настройка резона­тора на вершину спектральной линии и применение резо­наторов с добротностью порядка единицы. Нерешенным является также вопрос о преобразовании частот оптичес­кого диапазона в радиодиапазон или обратно. Без этого невозможно точно выразить частоту соответствующих опти­ческих колебаний через единицу частоты — герц. В насто­ящее время оптические частоты определяются из измере­ний длины волны и соответствующего пересчета через ско­рость света. Погрешности этой процедуры определяются главным образом ошибками измерения скорости света. Быст­рое развитие нелинейной оптики и параметрических систем оптического диапазона позволяет надеяться на то, что мост между оптическими и радиочастотами вскоре будет пе­рекинут и станет возможным непосредственное измерение оптических частот. Газовые ОКГ переживают сейчас пери­од чрезвычайно интенсивного прогресса. Получена генера­

? 10 СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА 221

ция на сотнях спектральных линий десятков газов и газо­вых смесей, возбуждаемых разрядом в газах, пучками электронов и с помощью оптической накачки. Реализованы первые системы, получающие энергию возбуждения непос­редственно из химических реакций, и системы, в которых оптическая накачка приводит к фотодиссоциации молекул с образованием продуктов реакции, находящихся в воз­бужденном состоянии. Недостаток места не позволяет уде­лить достаточно внимания всем этим системам. Ограничим­ся лишь рассмотрением кинетики получения отрицатель­ной температуры при электрическом разряде в двухкомпо­нентной газовой смеси.

Рассмотрим главные механизмы, участвующие во вза и- модействии основного газа а и вспомогательного газа Ь, причем будем учитывать лишь энергетические уровни, су­щественные для получения инверсии. Для основного газа это нижний уровень £“, промежуточный уровень и верхний метастабильный уровень Е\. Для вспомогатель­ного газа, помимо кижнего уровня Еьъ существенную роль играет лишь возбужденный уровень £3, расположенный несколько выше уровня £3- Газ b возбуждается электрон­ным ударом. Затем при соударениях атомов а и b энергия £з передается на уровень £“. Возможны и другие механизмы. Например, газ а возбуждается электронным ударом, а газ b обеспечивает обеднение заселенности нижнего из пары рабочих уровней. Или возбуждение а является результатом тройного соударения атомов а и b с электроном. Проведем анализ кинетики первого из упомянутых механизмов, сле­дуя Басову и Крохину [65].

,Не учитывая вклада переходов между уровнями £“ и £2, можно записать кинетические уравнения:



Здесь 1/@13 = по\3и вероятность возбуждения атома электронами при ударах первого ряда, 1/@31 = по31и —

222 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

вероятность перехода атома в основное состояние в резуль­тате ударов второго ряда, 1/тг — полная вероятность пере­хода атома с уровня i, исключая переходы, вызванные элек­тронами, II tab = Оаьи — вероятность передачи воз­буждения газом а газу b, 1 Иьа — Ni<.Уьаи — вероятность обратного процесса, и — относительная скорость частиц при соударении, п, Nit Nx — соответственно плотность электро­нов, плотность атомов в возбужденном и основном состоя­ниях. Черта над выражением ои означает усреднение по кинетическим энергиям частиц. В случае максвелловского распределения электронов

В стационарном состоянии

(±+±\ U-+J-

А^з V013 \®21

~n[~ = 1 ( 1 + 1 + ~

©12 \031 Тз tab

Инверсия N%jN% I> 1 возможна при

(10,3)

t»)(1+ ha exp{trJ)

1 4- ®31 4- ®зг

\*з tba Nbs

Здесь отношение NbJN\, играющее роль параметра процес­са, определяется из уравнений, аналогичных (10,1). Под­черкнем, что при выводе рассмотренных выше уравнений обратная передача возбуждения с уровня Е% на уровень Еъь не учитывается, так как по условию Е\ > El-

Для анализа удобно представить предыдущее выражение в виде

Г £3 “ \ in \_L ©31 \ и @21 \

§ 10] СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА 223

Знаки > или <С относятся соответственно к случаям, когда знаменатель правой части положителен или отрица­телен. Рассмотрим плоскость, определяемую переменными ©31/т3 и ©2i/t2. В этой плоскости можно выделить четыре зоны с существенно различными условиями. Границами этих зон являются вертикальная прямая (рис. 10,1)

021

т**2**

и наклонная прямая

ехр

**{**

К - Е

®31

Тз

021

t**2**

**ехр**

(10,6)

(10,7)

|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| ®31  \*а |  |  |
|  | IV | и |
|  |  | I |

Справа от вертикальной прямой вспомогательный газ b спо-  
собствует получению инверсии, причем тем большей, чем

больше \ltba- Слева газ b  
играет отрицательную  
роль. Ниже наклонной пря-  
мой инверснаязаселенность  
уровней газа а может быть  
получена непосредственно  
за счет соударения с элект-  
ронами. Выше нее элект-  
роны препятствуют возник-  
новению инверсной засе-  
ленности. Таким образом,  
в зоне I инверсная заселен-  
ность уровней газа а полу-  
чается за счет совокупного  
действия непосредственно-  
го возбуждения электрона-

ми и передачи возбуждения от газа Ь. В зоне 1I полез-  
ную роль играет лишь газ Ь, а электроны препятствуют  
возбуждению газа а. (При работе в зоне 11 предпочтитель-  
нее возбуждать газ b не разрядом, а с помощью опти-  
ческой накачки.) В зоне III инверсия легче получится при  
отсутствии газа Ь, а в зоне IVона не может быть получена ни  
при каких условиях. Приведенное рассмотрение позволяет

*в*

***21***

*\*г*

**Рис. 10,1. Диаграмма возбуждения двухкомпонентной газовой смеси электрическим разрядом.**

224 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ 1тл. II

ясно понять кинетику основных механизмов возбуждения бинарных газовых смесей. Однако для реальных газов, имеющих большое количество близких энергетических уров­ней, подобный анализ становится громоздким.

Более детальное рассмотрение процессов в газовых ОКГ дано Лэмбом [66]. Однако для наших целей достаточно сослаться на аналогию между ОКГ и молекулярным гене­ратором, в которых обратная связь обеспечивается объем­ным резонатором. В обоих случаях генераторы имеют две с половиной степени свободы, и для того, чтобы судить о воздействии на них различных дестабилизирующих факто­ров, можно с известным приближением записать простое выражение для частоты генерации в виде

**шл ^л л**

Дс° ^ где — относительный уход частоты генерации, Qp и

Qn — добротность резонатора и эквивалентная доброт­ность спектральной линии, сол и сор — резонансные частоты спектральной линии и резонатора, А (а\*) и В ((Зг) — функ­ции, описывающие совокупное действие различных деста­билизирующих факторов at и |Зг. Здесь член В (|Зг) описы­вает погрешности, не зависящие от настройки резонатора, например смещение спектральной линии при изменении дав­ления в резонаторе, ее деформацию под действием внешнего магнитного поля и т. п. Член A (at) описывает погрешно­сти, влияние которых в принципе может быть устранено точной настройкой резонатора на вершину спектральной линии. Однако такая настройка никогда не может быть идеальной, и, кроме того, в случае ОКГ отношение Qp/ Qn оказывается неблагоприятно большим. Как для анализа режима генерации, так и для решения вопроса о стабиль­ности генерируемых колебаний необходимо учесть не только параметры активной среды и процесс получения инверсии, но и свойства резонатора и влияние его связи с внешним пространством. Не привлекая полной теории квантовых генераторов, можно и здесь ограничиться рядом простых соображений.

Потери энергии в резонаторе ОКГ складываются из активных потерь на зеркалах и других деталях, которые

§10 ] СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА 225

иногда располагаются в резонаторе (например, модулято­ры, окошки и т. п.), потерь, связанных с рассеянием излу­чения в среде, на поверхностях зеркал и других элементах, а также и потерь на излучение энергии сквозь зеркала, оп­ределяемых коэффициентом пропускания Т. Таким обра­зом, полные потери энергии f при одном прохождении равны

*f = L + T,* (10,9)

где L — сумма всех потерь, за исключением потерь на из­лучение. Таким образом, доля полезного излучения состав­ляет 77/. Мощность, излучаемая через зеркало с пропуска­нием Т, с точностью до множителя имеет вид

P~(G-f)-f, (10,10)

где G — усиление за один проход при отсутствии зеркал. Вычисляя экстремум Р при учете предыдущего выражения для /, получим

*Тою—YgL—l.* (1о,и)

Приведенные оценки сделаны в предположении однородно уширенной спектральной линии. Хотя это предположение справедливо лишь в случае «длинноволновых» О КГ или ОКГ, работающих при сравнительно больших давле­ниях (С02, Cs, Не — Хе, Не — Не), этими оцен­ками можно пользоваться для других случаев. Рассмотрим для конкретности ОКГ на смеси Не — Ne, генерирующий волну 1,1523 мкм. Пусть генератор работает с системой плоских зеркал при длине резонатора / = 1 м. Если пол­ные потери при одном прохождении f = 2 -10-2, то ширина резонансной линии для осевых видов колебаний равна

^Vp ~ 2rtl \* Мгц.

При этом оптимальное значение величины пропускания полупрозрачного зеркала резонатора определяется форму­лой (10,11). Резонансные частоты осевых типов колебаний различаются на

= 150 Мгц,

1. в. **В. Григорьянц**

226 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

в то время как ширина спектральной линии (определяемая в этом случае эффектом Допплера) равна 800 Мгц. Отсюда видно, что при достаточном превышении порога генерации должны одновременно излучаться колебания нескольких частот, число которых может существенно увеличиться, если не принято специальных мер для подавления неосевых ко­лебаний.

Как и в обычном ламповом генераторе, ширина линии генерации ОКГ определяется флуктуационными процесса­ми. В оптическом диапазоне вклад спонтанного испуска­ния. намного превосходит вклад тепловых флуктуаций. В случае Avp<^AvD минимальная ширина линии генера^ ции, обусловленная только вкладом спонтанного испус­кания в рассматриваемый вид колебаний, равна

**8nhv (Av\_)2**

Av0^ i-H-, (Ю,12)

где P — мощность генерации в этом виде колебаний. Если Р = 1 мет, Avp = 1 Мгц, то для X = 1 мкм

Av0 = 10~3 гц.

Относительная ширина линии в этом примере =

= 3-10-17. В действительности такая ширина линий не реализуется, ибо она полностью маскируется уширения- ми, вызываемыми более грубыми техническими причинами. Для получения спектральной линии с относительной шири­ной порядка 3 \*10-17 необходимо поддерживать с такой же точностью длину резонатора. Сколько-нибудь приблизить­ся к этому значению можно, лишь наблюдая биения между различными видами колебаний в одном генераторе. При этом выбирались те виды колебаний, на которые приблизи­тельно одинаково влияют механические деформации резо­натора. В этом случае действие деформации более или ме­нее исключается. При подобных измерениях удавалось в те­чение многих секунд наблюдать биения, частота которых сохранялась в пределах одного герца, что дает величину порядка 10~14, т. е. на три порядка хуже расчетной вели­чины. При наблюдении биений между двумя независимыми ОКГ вариации лежали в лучшем случае в порядке 10-9.

§ 10] СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА 227

Как было сказано в начале параграфа, одним из путей  
повышения стабильности частоты ОКГ является автомати-  
ческая настройка резонатора на вершину спектральной ли-  
нии. Перед обсуждением способов такой настройки необ-  
ходимо вкратце ознакомиться с устройством и действием  
газовых ОКГ. Наибольшая стабильность достигнута в на-  
стоящее время при помощи ОКГ, работающего на смеси  
неона с гелием. Рабочая

смесь находится в разряд- ^

ной трубке, снабженной на  
торцах плоскопараллель-  
ными окошками, располо-  
женными для уменьшения  
потерь под углом Брюстера  
к оси трубки. Смесь возбуж-  
дается высокочастотным  
разрядом или постоянным  
током. Схема энергетиче-  
ских уровней неона и ге-  
лия, участвующих в рабо-  
те ОКГ, приведена на  
рис. 10,2. Рассмотрим про-  
цесс возбуждения неона,  
приводящий к генерации  
ближнего инфракрасного  
излучения на частоте  
1,15 мкм. На рис. 10,3 при-  
ведена упрощенная схема  
энергетических уровней не-  
она и гелия. На расстоянии

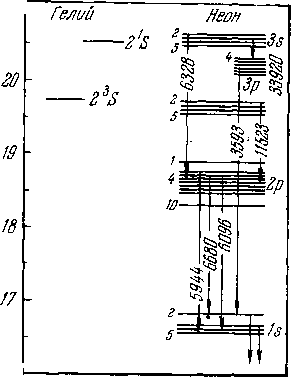
порядка 16,6 эв над основным состоянием неона расположе-  
но вбзбужденное состояние Is, состоящее из группы че-  
тырех подуровней (в обозначениях Пашена). Расщепление  
между этими подуровнями составляет десятые доли элект-  
рон-вольта. Следующее возбужденное состояние 2рг распо-  
ложено еще на 1 эв выше и состоит из 10 близких подуров-  
ней. Еще выше расположена группа из четырех подуровней  
состояния 2s. Верхний из них расположен на 19,77 эв над  
основным состоянием, нижний — на 19,62 эв.

На расстоянии 19,81 эв над основным состоянием гелия расположен его метастабильный уровень 2 35.

16

**Рис. 10,2. Схема энергетических уровней гелия и неона, принимаю­щих участие в работе ОКГ.**

**8\***



228 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

*19*

*18*

Механизм возбуждения в общих чертах сводится к сле-  
дующему. Соударения с электронами приводят к возбужде-  
нию гелия на уровень 2 3S. При соударениях с атомами  
гелия атомы неона могут быть переведены на любой из  
возможных возбужденных уровней, причем избыточная  
энергия перейдет в кинетическую энергию. Однако вероят-  
ность возбуждения со-  
£эд + стояния неона 2s при

24га ——— + этом много больше. Это

—Ne связано в первую оче-

20 \- . 2з3 2s ’ редь с резонансным ха-

19,81 -фу- ===4 19?77 рактером передачи энер-

гии между близкими  
энергетическими уровня-  
ми 2 3S гелия и 2s нео-  
на. Поэтому, несмотря на  
наличие конкурирую-  
щих процессов, приводя-  
щих к заселению уровней  
2 р неона, между у ров-

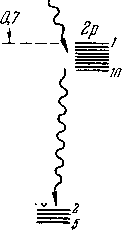
771- /с нями 2s и 2р устанавли-

вается инверсная засе-  
ленность. Вынужденные

/^|\_ переходы между этими

®— уровнями и приводят к

Рис. 10,3. Упрощенная схема энерге- генерации излучения на тических уровней гелия и неона. волне 1,15 мкм. Перехо­ды из более высокого состояния 3s неона в состояние 2s приводят к генерации на волне X — = 3,39 мкм, а переход 3s — 2р приводит к генерации крас­ного света с X = 0,63 мкм. Для получения генерации, по­мимо достижения инверсии, необходимо обеспечить доста­точную обратную связь. С этой целью применяются оптичес­кие резонаторы. Простейший оптический резонатор — это система двух плоских параллельных зеркал. Чтобы полу­чить достаточно высокую добротность, необходимую для работы газовых ОКГ, применяют многослойные диэлектри­ческие зеркала, обеспечивающие большой коэффициент от­ражения и малые потери. Для уничтожения неосевых типов колебаний в резонатор вводят диафрагмы. Для подавления



§ 1 о] СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА 229

части осевых колебаний пригодны различные методы. Про­стейший из них — работа вблизи порога возбуждения, когда условия возбуждения выполнены лишь для одного вида колебаний. Однако это связано со значительным уменьше­нием мощности. Для спектральных линий, обеспечиваю­щих достаточно большой коэффициент отрицательного по­глощения, можно применять столь короткие резонаторы, чтобы в пределах ширины спектральной линии оказался лишь один вид колебаний. Более универсальным является применение вспомогательного резонатора или дисперсион­ного элемента, осуществляющего дополнительную частот­ную селекцию. Особое место занимает использование затя­гивания и систем фазовой модуляции, приводящих к кон­центрации энергии в одном виде колебаний.

Система автоматической настройки частоты одного из видов колебаний резонатора на вершину спектральной линии должна содержать две основные части — исполни­тельную систему и управляющую систему. Исполнитель­ная система представляет собой устройство, регулирующее установку зеркал. Система должна обеспечить независимое управление двумя углами наклона зеркал для обеспечения их параллельности (соосности) и независимое управление длиной резонатора. Она обычно строится на основе магни- тострикции или электрострикции и должна удовлетворять ряду жестких требований, а именно: обладать механиче­ской и термической устойчивостью, независимостью всех трех регулировок, достаточным быстродействием. Этим условиям в достаточной мере удовлетворяет, например, конструкция, основанная на четырех магнитострикцион- ных стержнях [67]. Управляющая система должна обеспе­чить регистрацию ошибок юстировки по трем вышеуказан­ным параметрам с выдачей знака ошибки и подачей соот­ветствующего управляющего сигнала на исполнительную систему. В одном из разработанных вариантов конструкции применяется низкочастотная модуляция длины резонатора [68]. Для управления используются сигналы на частоте модуляции и ее второй и третьей гармоник. Сигнал на ос­новной частоте управляет параллельностью зеркал, а сиг­нал на частоте второй гармоники регулирует мощность возбуждения газового’ разряда. Сигнал ■ на частоте третьей гармоники используется’для управления длиной резонатора.

230 КОНСТРУКЦИИ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

Конечно, выходной сигнал при этом оказывается частотно- модулированным, но его средняя частота изменяется лишь в порядке Ю-10 в течение длительного времени. Дискриминатор системы автоподстройки может быть основан на применении дисперсионных свойств спектральных линий [69], на зеема- новском расщеплении [70] или на применении того или иного типа фазовой модуляции. Стабильность частоты ОКГ, достигнутая с помощью автоматической подстройки резонатора, еще недостаточна для того, чтобы конкуриро­вать со стабильностью квантовых стандартов частоты в диа­пазоне СВЧ. Однако полученная стабильность подобных ОКГ открывает новые возможности в эталонировании и из­мерениях длины. На этой основе могут быть созданы сверх­чувствительные тензометры, сейсмографы, приборы для контроля качества оптических приборов и их деталей, а так­же многие другие приборы, основанные на преобразовании измеряемых величин в изменения длины световой волны. Очевидной областью применения стабилизированных ОКГ являются системы оптической связи.

С целью дальнейшего увеличения стабильности частоты ОКГ недавно рассмотрена возможность создания ОКГ на атомных пучках [71]. Направляя пучок атомов параллель­но фронту волны в резонаторе, можно существенно умень­шить допплеровское уширение. Для получения инверсии предполагается применить оптическую накачку по методу «180-градусного импульса». В установках такого типа мож­но использовать лишь запрещенные переходы,'\*' имеющие время жизни порядка 10\_3 -г- 10~4 сек, за которое атом про­летит путь, достаточный для взаимодействия со светом накачки и с полем резонатора. При этом инверсное состоя­ние пучка не успеет разрушиться за время пролета из области накачки в резонатор.

Оптимальное время пролета /инв связано с напряжен­ностью $0 поля накачки:

*4* *Л,Н*

**tинв — туг**

2 | И-12 Го

здесь ц12 — матричный элемент перехода. Чтобы получить самовозбуждение на частоте, определяемой спектральной линией, накачку осуществляют за счет части света, излучае­мого атомами в резонаторе и усиливаемого вспомогатель­

§ 10] СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА 231

ным когерентным усилителем. Накачка может быть обес­печена и некогерентным источником, если ширина спектра его излучения много больше ширины используемой спект­ральной линии. Вопрос о реальной стабильности подобных систем может быть решен лишь после тщательных экспе­риментальных исследований.|

Вторым методом существенного увеличения стабильно­сти ОКГ является отказ от резонаторов с большой доброт­ностью [40]. Такой путь становится возможным в результа­те освоения активных сред, дающих чрезвычайно большое усиление на один проход при разумных размерах установ­ки. Заменяя одно из зеркал резонатора диффузным рассеива­телем, можно реализовать генератор, «резонатор» которого имеет добротность, близкую к единице. Частота генерации в таких резонаторах определяется положением вершины спект­ральной линии и не испытывает затягивания. Уже первые эксперименты продемонстрировали, высокую монохрома­тичность излучения такого генератора. Пространственная когерентность здесь отсутствует. Достижимая в таких си­стемах стабильность определяется стабильностью спектраль­ной линии, т. е. тем, насколько мало ее резонансная часто­та зависит от внешних воздействий. Уже сейчас подобные системы могут служить стандартами частоты в оптическом диапазоне. Быстрое совершенствование ОКГ на смеси С02 + N2 + Не сделало реальным получение мощности свыше тысячи ватт в непрерывном режиме (Я, = 10,5 мкм). Получение когерентного излучения больших мощностей и эффективных нелинейных кристаллов, прозрачных в длин­новолновом ИК-Диапазоне, позволяет надеяться на то, что в ближайшее время станет реальным когерентное преобра­зование частот оптического диапазона в СВЧ-диапазон и обратно.

*Глава III*

**РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ**

§ 11. Постановка задачи

Все существующие в настоящее время (1967 г.) кванто­вые стандарты частоты опираются на спектральные линии, расположенные в сверхвысокочастотном диапазоне. Однако подавляющее большинство задач, решение которых требует применения весьма стабильных частот, связано с другими, более низкочастотными диапазонами. Особым случаем здесь является служба времени, в задачу которой входит вос­произведение единицы времени — секунды и ее длительное хранение, а также хранение и выдача сигналов точного вре­мени. Еще более специфические задачи возникают в астро­номии при точном измерении длительности суток, длитель­ности года или других периодических астрономических про­цессов. В связи с этим возникает вопрос о возможности создания квантовых стандартов частоты, опорные спект­ральные линии которых располагались бы в диапазоне бо­лее низких частот. Различными радиоспектроскопическими методами обнаружено и изучено большое число спектраль­ных линий, лежащих в диапазоне метровых и декаметровых волн. Однако эквивалентная добротность изученных ли­ний уменьшается по мере перехода к более низким часто­там, а следовательно, падает и точность стабилизации ча­стоты при помощи низкочастотных спектральных линий. Можно указать ряд факторов, приводящих к такому частот­ному ходу эквивалентной добротности. Например, в газах уширение спектральных линий из-за соударений не зависит от частоты, так что Q — const v.

Следует учесть также, что в длинноволновой области интенсивность спектральных линий уменьшается, как квад­рат частоты или еще быстрее. Это существенно ухудшает условия наблюдения низкочастотных спектральных линий.

**§ И]**

**ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ**

**233**

Положение еще более усугубляется увеличением шумов и индустриальных помех при переходе от СВЧ к более низ­ким частотам. Стремление улучшить отношение сигнал/шум при переходе к низким частотам заставляет переходить от молекулярных и атомных пучков или газов к конденсиро­ванным средам. Однако в этом случае даже при наличии достаточно узких спектральных линий обнаруживается существенная зависимость резонансной частоты от внеш­них условий, в частности от изменений температуры и необ­ратимых процессов старения рабочего вещества. Так, для узких линий ядерного магнитного резонанса, наблюдаемого в кристаллах, погруженных в жидкий гелий, наблюдается частотный ход, обусловленный изменениями температуры гелия, связанными с колебаниями атмосферного давления. Конечно, стабилизация давления паров гелия является чисто технической задачей. Но оценка показывает, что до­стижение постоянства давления, нужного для обеспечения достаточно высокой стабильности, требует применения слишком сложных систем атоматического регулирования. Поэтому такие системы оказываются неконкурентноспособ­ными.

Наиболее стабильные колебания в радиодиапазоне полу­чаются путем преобразования сигналов, квантовых, репе­ров или стандартов частоты, основанных на спектральных линиях, лежащих в диапазоне СВЧ. В тех случаях, когда желательно иметь весьма монохроматический сигнал, пере­страиваемый в широком диапазоне, можно применять кван­товые парамагнитные генераторы с магнитной перестрой­кой. Один из таких генераторов^пользует в качестве фик­сирующего элемента спектральную линию электронного па­рамагнитного резонанса иона Fe3+ в корунде, лежащую в диапазоне 3 см. Стабильность этого генератора порядка 10~7, диапазон перестройки до 350 Мгц. Ширина линии генерации порядка 0,1 гц.

Задача преобразования частоты, часто встречающаяся в различных радиотехнических устройствах, приобретает в квантовых стандартах частоты ряд специфических особен­ностей. Некоторые из них являются общими для всех типов квантовых стандартов частоты, другие возникают только в определенных типах или классах стандартов частоты. Общим для всех квантовых стандартов частоты является

**234 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. Ill**

то, что частота опорного сигнала не кратна единице часто­ты — герцу. Однако большинство применений требует впол­не определенных значений рабочей частоты, не связанной простыми соотношениями с опорной частотой стандарта. В некоторых случаях желательна выдача «круглых» зна­чений частоты с большим числом нулей после значащих цифр или выдача десятичного ряда «круглых» частот.

Для решения этой задачи стандарт частоты должен включать синтезатор, преобразующий опорную частоту стандарта или ее гармонику в требуемую «круглую» частоту или ряд частот. Сложность такого синтезатора, естествен­но, увеличивается вместе с возрастанием заданного числа нулей или других значащих цифр в выходной частоте.

Обычно перед конструктором возникает дилемма: вво­дить синтезатор в основную схему стандарта с тем, чтобы низкочастотный выходной сигнал сразу приобретал «круг­лое» значение, или предпочесть низкочастотный сигнал в виде унтертона основной частоты стандарта с тем, чтобы синтезатор представлял собой специальный блок системы выдачи заданных частот? Выбор в конечном итоге определяет­ся конкретными требованиями. Однако в большинстве слу­чаев в активных квантовых стандартах частоты удобно включать синтезатор в основную схему стандарта в качест­ве элемента схемы фазовой автоподстройки. Напротив, в пассивных стандартах частоты, основанных на автопод­стройке частоты, предпочтительнее иметь синтезатор в ка­честве внешнего блока.

Для активных стандартов частоты наиболее гибкой схемой переноса частоты, обеспечивающей удобство син­теза «круглых» частот, является схема фазовой автопод\* стройки. Существует также схема преобразования частоты, в которой применяется высокостабильный кварцевый гене­ратор, не подвергающийся каким-либо управляющим воз­действиям. Выходная стабильная частота образуется в этой схеме в результате сравнения гармоники кварцевого гене­ратора с квантовым репером и чисто электронного вычита­ния полученной таким путем погрешности из сигнала квар­цевого генератора. Эта схема является, по существу, цело­численным делителем основной частоты стандарта. Она требует применения внешнего синтезатора и не получила широкого применения.

**§ 12] КВАРЦЁ ВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ** 2%Ъ

В пассивных стандартах частоты применяются исклю­чительно схемы частотной подстройки, в которых радио­спектроскопическая часть стандарта служит частотным ди­скриминатором.

Ниже кратко рассмотрены основные схемы и радиотех­нические элементы квантовых стандартов частоты.

**§ 12. Кварцевые генераторы**

1. До появления квантовых стандартов частоты квар­цевые генераторы, благодаря большой стабильности часто­ты их колебаний, занимали исключительное положение в радиоизмерительных системах, задающих генераторах ра­диостанций и т. п. Стабильность кварцевых генераторов является результатом выдающихся свойств кристалличе­ской решетки кварца. Большой пьезоэлектрический эффект сочетается у кварца с высокой однородностью и химической стойкостью кристаллов и слабой зависимостью основных физических параметров от влияния внешних условий.

При всех практически существенных температурах (ни­же 573° С) кристаллический кварц (Si02) принадлежит к тригональной системе. Он имеет одну ось симметрии шесто­го порядка и шесть осей симметрии второго порядка (три «электрические» и три «механические»). Коэффициенты ли­нейного и объемного теплового расширения кварца срав­нительно малы. В зависимости от геометрии образца они лежат в пределах 10~5-ч- 10\_6 град-1. В тех же пределах изменяются и константы упругости. Диэлектрическая по­стоянная кварца анизотропна. Ее среднее значение лежит в пределах е = 4,55 ± 0,05.

Пьезоэлектрические резонаторы, изготавливаемые из кварца, имеют вид пластин, брусков, стержней, плоских дисков, колец, линз и камертонов. Применяются также со­ставные резонаторы, склеенные из двух заготовок и рабо­тающие на изгиб или скручивание. Резонансная частота кварцевого резонатора прежде всего зависит от его геомет­рии и от его ориентации по отношению к осям кристалла. На частоту влияет также как способ закрепления резо­натора, так и состояние его поверхности, а в случае негер- метизированных резонаторов — атмосферное давление.

236 радиосхемы Квантовых стандартов частоты [гл. ii 1

В случае герметизированных резонаторов частота зависит от состава и давления газов, заполняющих баллон.

Необратимые изменения внутреннего состояния и осо­бенно поверхности кварца и его креплений приводят к изме­нениям резонансной частоты, известным как старение.квар­ца. По существу, старение кварца является результатом возвращения кварцевого элемента, системы крепления и других элементов резонатора к равновесному состоянию после возмущений, связанных с технологическими процесса­ми изготовления резонатора. Причины старения весьма мно­гообразны. Сюда относятся изменения внутренней струк­туры, вызванные релаксациями напряжений, возникающих при распиловке и шлифовке, диффузией дислокаций и ва­кансий с их выходом на поверхность или преобразованием в макротрещины, диффузией примесей по структурным каналам и т. п. Старение кварца связано и с поверхностны­ми процессами — преобразованием микротрещин, возник­ших при обработке, в макротрещины или заживлением микротрещин, разрушением поверхностного слоя с выбро­сом частиц кварца или остатков абразивов, изменением структуры металлического слоя в металлизированных резо­наторах и т. п. Наконец, старение связано и с изменениями в элементах креплений кварцевой пластины, изменением газового состава в баллоне и т. п.

Старение кварца приводит как к регулярному монотон­ному изменению резонансной частоты, так и к более непри­ятным нерегулярным вариациям и скачкам. Уменьшение старения и его отклонений от регулярности является физи­ко-технологической задачей. Его влияние на работу гене­ратора может быть уменьшено за счет ускоренного искусст­венного старения, например за счет длительной работы кварцевого генератора в специальной «тренировочной» схе­ме, в которой амплитуда колебаний кварцевого резонатора (а значит, и протекающий через него ток) в несколько раз превышает номинальное паспортное значение.

Стабильность частоты кварцевого генератора определяет­ся не только свойствами кварцевого резонатора, но и схе­мой генератора и свойствами деталей, входящих в схему, в том числе качеством электронной лампы или транзистора, режимом их работы, стабильностью источников питания и внешних условий (например, температуры).

§ 12]

**КВАРЦЁВЫЁ ГЕНЕРАТОРЫ**

**237**

Зависимость частоты кварцевого резонатора от темпера­туры определяется его геометрией и ориентацией относи­тельно осей кристалла. Известен ряд срезов, которые поз­воляют изготовлять кварцевые пластины, бруски и линзы с весьма малым температурным коэффициентом частоты, порядка 10-8 град-1, в диапазоне температур от —10 до +50° С и на несколько порядков меньшим — в более узком интервале температур.

Кварцевый резонатор является практически изохрон­ной системой, поэтому изменения амплитуды колебаний не влияют непосредственно на частоту. Однако изменение температуры кварцевого резонатора вследствие изменений выделяющейся внутри него мощности способно, при боль­ших амплитудах колебаний, привести к заметным уходам частоты. Этот эффект нельзя полностью устранить термо- статированием из-за слабой связи кварцевого резонатора с термостатом. Поэтому возникает вопрос о необходимости поддержания постоянства амплитуды колебаний кварцевого генератора. Расчет показывает [73], что при ограничении тока через кварцевый резонатор значениями 0,1 ма влия­нием нестабильности амплитуды на частоту можно пренеб­речь. При больших значениях тока это влияние может стать существенным и задача стабилизации амплитуды становится актуальной. Выбирая и поддерживая в нужных пределах режим работы кварцевого резонатора (рабочую температуру, амплитуду колебаний), можно обеспечить постоянство его резонансной частоты в пределах 10-12.

Однако, даже гарантировав такое постоянство парамет­ров кварцевого резонатора, нельзя считать обеспеченной соответствующую стабильность частоты кварцевого гене­ратора. Можно указать две непосредственные причины, вызывающие отклонение генерируемой частоты от резонанс­ной частоты кварца. Первой из них является реакция схе­мы генератора на кварцевый резонатор, в результате кото­рой резонансная частота эквивалентного колебательного контура, образованного совокупностью кварцевого резона­тора и связанных с ним элементов схемы, оказывается отлич­ной от собственной частоты кварцевого резонатора. К этой же категории — линейных дестабилизирующих воздействий — относится влияние фазовых сдвигов в цепи обратной связи на частоту генерации. Второй причиной является нелиней-

**238 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ частоты [гл. Ill**

ность характеристики лампы или транзистора, приводя-  
щая к неизохронности генератора, т. е. к зависимости  
частоты генерации от амплитуды. Обычно изменения часто-  
ты, вызванные первой причиной, называют линейной поправ-  
кой к частоте, в отличие от нелинейной поправки, обуслов-  
ленной второй причиной. Эти поправки приводят к тому,

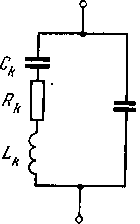
что стабильность частоты кварцевого  
генератора может сильно отличаться  
в худшую сторону от стабильности ре-  
зонансной частоты применяемого квар-  
цевого резонатора. Это отличие может  
лежать в пределах от нескольких  
единиц до 5—6 порядков.

Как линейная, так и нелинейная  
поправки уменьшаются с увеличением  
добротности кварцевого резонатора,  
так как при этом может быть ослабле-  
на связь кварцевого резонатора с ос-  
тальными частями схемы и уменьшена  
амплитуда колебаний. Значения доб-  
ротности современных кварцевых ре-

зонаторов достигают миллионов и десятков миллионов.  
Именно такие кварцевые резонаторы применяются в ге-  
нераторах, погрешности частоты которых лежат в двенад-  
цатом знаке.

Для анализа работы кварцевого резонатора в схеме ге­нератора удобно представлять его при помощи эквивалентной схемы электрического колебательного контура (рис. 12,1). Здесь Lk, Ck, Rk — эквивалентные индуктивность, ем­кость и сопротивление колеблющегося резонатора, Cki — статическая емкость кварцевого резонатора вместе с ем­костью держателя. В случае, если кварцевая пластина по­мещается в держателе емкостного типа, то схема несколько усложняется (рис. 12,2).

Здесь С3 — емкость зазора кварцедержателя, Cki — статическая емкость кварцевого резонатора, С0 — емкость держателя. Если, как это обычно бывает, зазор состоит из двух последовательных зазоров с емкостями С' и С", то



*xcki*

**Рис. 12,1. Эквивалент­ная схема кварцевого резонатора.**

***С'С"***

3 ~ С’ + С

**(12,1)**

**КВАРЦЕВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ**

**239**

Эквивалентная схема рис. 12,2 может быть сведена к схеме рис. 12,3, не отличающейся от схемы рис. 12,1- Пере­счет параметров производится по формулам:

*L — Lv*

1 +

/? = /?\*

1 +

*'hl*

(12,2)

*С*

1+

с,

1 +

bfel

с,

/

В последней Наконец,

Ci = Со -f-

. CJ ^ ' с,

формуле учтено, что С\* С&ь Ck <^С3.

*‘ki*

с.

(12,2а)

Для плоской пластины „ S

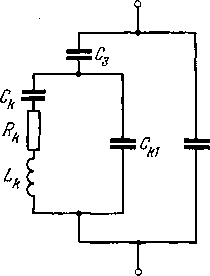
'fei

4яй

**4яа**

X

*d*



где а = + а% — суммарная ши­рина зазоров ах и я2; d — толщи­на кварцевой пластины, е — диэлектрическая постоянная,

5 — площадь кварцевой пла­стины.

Эквивалентный контур, изображенный на рис. 12,3, может быть представлен комплексным сопротивлением >

Z = г + ix,

**Рис. 12,2. Эквивалентная схема кварцевого резонато­ра в емкостном держателе.**

240 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. III

Формулы (12,3) показывают, что кварцевый резона-  
тор имеет две резонансные частоты. Первая из них соот-  
ветствует последовательному резонансу левой ветви эквива-  
лентного контура (рис. 12,3), когда

1

0)1 *V LC*

(12,4)

При этой частоте эквивалентный кон­тур превращается в параллельную RCX- ячейку.

Вторая резонансная частота

со2 =

**Рис. 12,3. Преоб­разованная эквива­лентная схема, со­ответствующая рис. 12,2.**

**У** LC

V

н-

*с\_*

Cl

(12,5)

превращает эквивалентный контур в па­раллельный L'C-контур, где

*U*

В области частот от сох до со2, а также в непосредственной  
близости от ее границ реактивное сопротивление х > 0,  
вне этой области х <С 0.

Заметим, что резонансная частота

1. 1 /1+ Cft/Cy ^ (12,7)

со

2

***LC LJC***

*k^k*

1 +

'fei

сильно зависит от емкости зазора С3, поэтому стабильности величины зазора должно уделяться существенное внимание.

1. После первой работы Кэди [74] было предложено и изучено много различных схем генераторов, в состав кото­рых входит кварцевый резонатор. Подавляющее большин­ство применяемых схем может быть отнесено к двум ти­пам — к так называемым осцилляторным схемам и мосто­вым схемам. Использовавшиеся ранее схемы затягивания уже вышли из употребленйя. Осцилляторные схемы отлича­ются простотой и надежностью. Они обеспечивают генера­цию лишь на частоте, определяемой кварцевым резонато­ром, и включают минимум деталей, могущих приводить к нестабильности частоты. Ниже рассмотрена осциллятор- ная схема с кварцем, включенным между сеткой и катодом

КВАРЦЕВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

**241**

лампы, в анодной цепи которой включен резонансный  
контур. Аналогично могут быть рассмотрены и другие ос-  
цилляторные схемы: с кварцем между сеткой и анодом, с  
кварцем в цепи обратной связи, а также схемы, не имею-

щие второго колебатель-  
ного контура, вместо ко-  
торого применены RC-  
или .RL-цепочки,, и много-  
ламповые схемы. Осцил- ^ X  
ляторная схема с квар- гТ"  
цем, включенным между Lz\  
сеткой и катодом лампы, нг ^  
изображена на рис. 12,4.

Здесь Ь2, С2, R2 — пара- рис 12,4. Упрощенная схема осцилля- метры кварцевого резо- торного кварцевого генератора, натора, отличающиеся

только индексами от рис. 12,3, Cs включает емкость кварце- держателя и входную емкость лампы. Остальные обозначе­ния ясны из рисунка. Уравнения Кирхгофа имеют вид Ya + Yb+Y + Yt^O,

*Ys + Y2 = y*,

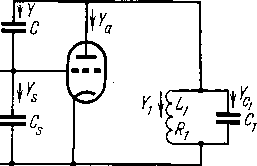
*Lji + RiY^* ^YcJt=~^Ydt+±lSjYadt, (12’8) *L,Yt + R2Y2+ ^Yzdt* = *^Ysdt.*

Предполагая мягкий режим работы схемы, аппроксими­руем характеристику лампы полиномом третьей степени

y„ = s(l-^r)t-4, (-12,9)

где 5 — крутизна характеристики, /С — напряжение на­сыщения, и возьмем за независимые переменные напряже­ние на сетке лампы

ve = vi =-g-^Ysdt (12,10)



и напряжение на аноде лампы

**(12,11)**

242 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. Ill

Для того чтобы не иметь дела с громоздкими формулами, удобно перейти к другим переменным, вводя безразмер­ные напряжения

| = ’1 = Х <12'12)

и безразмерное время

Г = Ы\ (12,13)

здесь частота со — резонансная частота, определяемая квар­цем с учетом реакции схемы;

“2 = i(i + cJTc)- <12-и>

Кроме того, следует учесть, что ряд параметров, входящих в уравнения, образуют безразмерные величины, малые по сравнению с единицей. За масштаб, определяющий порядок этих величин, возьмем величину |л — обратную добротно­сти контура:

<12'15>

Тогда резонансную частоту контура, с учетом реакции связи, можно найти из уравнения

—— = 02(1 -f ^Д). (12,16)

Таким образом, расстройка контура от частоты со характери­зуется малой величиной |^Д. Величина Д называется без­размерной расстройкой.

Поскольку добротность кварца очень велика по срав­нению с добротностью контура, ее обратная величина очень мала и является величиной второго порядка малости в мас­штабе |х:

^ = <12’17>

где @2 —- 1. Это обстоятельство отражает малую величину потерь кварцевого резонатора R2 —' |л и чрезвычайно боль-

т 1

шое значение его эквивалентной индуктивности L—' — .

Отметим, что из (12,7) и (12,14) следует, что С2 ^ (л, так как со2 -—• 1.

КВАРЦЕВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

**243**

Дальнейший выбор порядков малости безразмерных ве­личин определяется уже не масштабными соображениями, а требованием существования стационарных решений урав­нений, описывающих кварцевый генератор.

Для существования стационарных решений необходимо, чтобы регенерация, компенсирующая потери в контуре, была величиной того же порядка малости |л, что и потери, а именно:

SLco = (12,18)

здесь а — безразмерная крутизна. Это же требование суще­ствования стационарного решения определяет порядок ма­лости связи контура с кварцем:

с7Тс=рт’ (12’19)

где х — безразмерный коэффициент связи.

Из (12,18) и (12,19) следует, что Сх ^ 1, а крутиз­на лампы 5 ~ С ~ |л.

Известно, что частота генерации со мало отличается от

частоты последовательного резонанса кварца у \*-■ - (см.

1. ). Это находит свое отражение в выборе порядка ма­лости величины

МС7ТС)=И8< (12.20)

определяемого тем, что, будучи умноженной на параметр связи кварца с контуром:

= (12,21)

>

эта величина должна иметь тот же порядок малости, что и декремент кварца.

Легко убедиться в том, что в обозначениях (12,9) — (12,21) уравнения (12,8) имеют простой вид:

Ъ +1 = — и [о(1 — л2) л + 1 + + ад].

Ц + Ц = — Ц21диа£ + 02^1- (12,22)

Эта система уравнений нелинейна. Регулярные методы точного решения таких уравнений не разработаны. Однако,

244 радйосХемы квантовых Стандартов частоты [гл. ш

пользуясь малостью правых частей, можно найти прибли-  
женное решение [75]. Для наших целей достаточно полу-  
чить стационарные решения (12,22). Полагая

I = Р cos nt + Q sin nt,

x\ = R cos tit (12,23)

и разлагая P, Q, R, n в ряд по |л:

Р — Pq (\*Рi 2 "Ь ■ ■ ■ > R = R0 Н~ \* \* ■ >

Q — Qо + M’Qi + + • • • > п — 1 + 4~ l-l2^2 + • • ■»

подставим их в (12,23), а затем в (12,22). Приравнивая ко-  
эффициенты при sin nt и cos nt, получим четыре уравнения  
для Р0, Q0, R0 и пх. Решение этих уравнений,. которые

здесь не выписаны, не представляет труда,  
вид

\*0 1 А02

**4 6х2<з**

Решение имеет

*Pt + Ql*

**6’х2**

1

02 “j- 8ДХ2З

(6X1X2 ~f\*

Д’-02

Rt, (12,24)

*iaw = ^=* ^

Ro 02 + бХхХз ’

*П\ —* [А

**02** + **8**X**1**X**3**

2Д

Наиболее существенной для нас частью этого решения яв­ляется поправка к частоте пг. Мы видим, что

п = 1

**2** **02** + **6**X**1**X**2**

\*\* 2Д~~

(12,25)

т. е. если расстройка контура меняется в порядке |л, частота изменяется лишь в следующем порядке малости |х2. В этом и состоит суть стабилизации частоты кварцем, обусловлен­ной тем, что кварцевый резонатор является контуром с весь­ма малым декрементом. Решение (12,24) существует при условии

/?? + 0, т. е. при Я„>0. (12,26)

Условие устойчивости периодического решения имеет вид

А >0. (12,27)

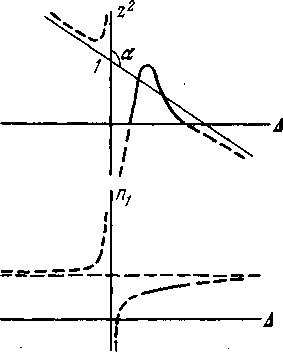
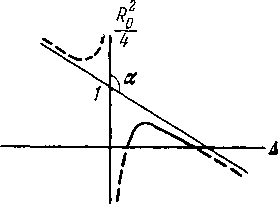
Кварцевые генераторы

**245**

Изобразив графически решение (12,24), с учетом (12,26), (12,27) найдем, что схема возбуждается в неко­тором интервале положи­тельных расстроек, причем зависимость частоты от рас­стройки уменьшается по мере увеличения значений Д (рис. 12,5).

Следует отметить, что параметры лампы 5 и К не входят в выражение для поправки к периоду коле­баний (12,24). Дальнейший анализ показывает, что эти параметры входят лишь в члены четвертого порядка малости. Поэтому вплоть до этих членов частота ге­нератора не зависит от по­стоянства питающих напря­жений, характеристики и режима работы лампы.

Учет влияния тока сет­ки несколько усложняет выкладки. В рассматривае­мой схеме кварцевого гене­ратора сеточные токи дают поправку к периоду поряд­ка и,2. Поэтому для обеспе­чения высокой стабильно­сти частоты следует рабо­тать при малых амплитудах напряжений на сетке (без токов сетки). Реакция анода влияет на режим стабилиза­ции в порядке |л2, причем только при малых Д, когда стабильность и без того ма­ла. При больших Д (вблизи



**Рис. 12,5. Зависимости амплитуд колебаний кварца и контура Р2 + Q2, фазового сдвига и по­правки к частоте колебаний пх от расстройки между кварцем и кон­туром А. По осям отложены вели-**

, б2\*2

**чины Я2/4, Z = —- 'D\***

0

,2 (Po + QP

**и щ соответственно. Наклон асим­птоты определяется величиной**

02

6X23 '

246 радиосхемы Квантовых стандартов частоты Ггл. Ш

срыва колебаний) в области хорошей стабилизации реакция  
анода входит лишь в члены высших порядков малости. Про-  
веденный анализ показывает, что для того, чтобы получить  
хорошую стабильность, следует применять кварцевые резо-  
наторы с большой добротностью и лампу с большой крутиз-  
ной, при этом влияние схемы генератора на кварц будет

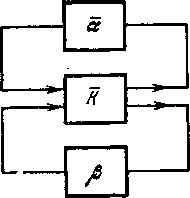
минимальным, стабильность часто-  
ты будет определяться главным об-  
разом стабильностью кварцевого  
резонатора.

1. Представляет интерес кратко  
   рассмотреть также мостовую схему  
   кварцевого генератора, включаю-  
   щую элемент с инерционной нели-  
   нейностью. Такие схемы, несмотря  
   на некоторую сложность, также  
   обеспечивают чрезвычайно высокую  
   стабильность частоты [76]. Нали-  
   чие элемента с инерционной нели-  
   нейностью намного упрощает ана-

лиз мостовой схемы, ибо инерционное ограничение амплиту-  
ды обеспечивает работу схемы в линейной части характери-  
стики лампы. Значения токов и напряжений в схеме за  
время, много меньшее времени установления инерционного  
элемента, подчиняются линейным уравнениям. Мостовой  
генератор можно рассматривать как обычный генератор  
с селективной положительной обратной связью, усилитель  
которого охвачен глубокой неселективной отрицательной  
обратной связью. Рассмотрим усилитель с комплексным  
коэффициентом усиления К = G (со)ег'0(со), охваченный несе-  
лективной отрицательной обратной связью |3 и весьма  
селективной положительной обратной связью а = М (со)е^(“>,  
селективность которой определяется кварцем (рис. 12,6).  
Стационарное состояние схемы описывается уравнением

(а —Р)/С=1, (12,28)

которое вместе с характеристикой цепи с инерционной нели­нейностью полностью определяет стационарный режим генератора. Величина а —13 — j! представляет коэффи­циент передачи моста. Учитывая наличие отрицательной



**Рис. 12,6. Преобразован­ная блок-схема мостово­го генератора.**

§ 12]

КВАРЦЕВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

**247**

обратной связи, введем эквивалентный усилитель



(12,29)

При этом уравнение (12,29) переходит в

*Кэй=* 1.

(12,30)

Точное решение уравнения (12,30) показывает, что для достижения высокой стабильности генератора необходимо обеспечить малый сдвиг фаз в усилителе. При этом парамет­ры эквивалентного усилителя, с точностью до малых выс­шего порядка, определяются через параметры схемы:

Равенства (12,31) показывают, что для уменьшения фазо­вой нестабильности усилителя следует увеличивать |3G. Ком­плексное уравнение (12,30) распадается на два действитель­ных уравнения:

При вариации значений параметров схемы в ней устано- виФся новое стационарное состояние, при котором вновь будут выполнены условия (12,32), (12,33). В стационарном состоянии путем дифференцирования (12,32) получается уравнение для приращений фаз

а для приращений амплитуд, с точностью до малых высшего порядка,— уравнение

Учитывая, что ©э и г|) являются функциями частоты и параметров схемы: ©э = ©э (со, pt), (to, qt)y и

ся гораздо более пологой, чем фазовая характеристика



©э + ф = 0, G3M= 1.

(12.32)

(12.33)

d(6 э + ^) = 0,

(12,34)

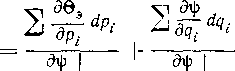
*d(G3M)* = 0.

(12,35)

что (фазовая характеристика усилителя являет-

248 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. III

кварца), получим из (12,34)



(12,36)

5(Й и>з 0(0 о)5

где в правой части первый член представляет влияние фазы усилителя на генерируемую частоту, а второй член — влия­ние цепи положительной обратной связи. Уменьшить влия­ние второго члена можно, только изменяя его величину, что можуо сделать, поддерживая постоянными температуру и другие внешние факторы. Нашей непосредственной целью является анализ влияния внутренних параметров схемы на частоту. Поэтому достаточно рассмотреть только первый член (12,36), не принимая во внимание второй член. Чис­литель первого члена легко получить, дифференцируя вто­рое из равенств (12,31):

Знаменатель выражения (12,36) определяется параметрами цепи положительной обратной связи. Если эта цепь состоит из кварцевого резонатора и сеточной цепи дифференциаль­ного каскада, то в нашем приближении

сопротивление утечки сетки; г — сопротивление потерь кварца. Заметим, что при этом из условий баланса моста сле-



**dQ** . 0 /**dp** **dG\_\**pG + pG \ 3 + ~G~ j ‘

(12,37)

doj) 2Qp

(12,38)

<3(0 со, (Do (1 + T) ’  
где Qp — добротность кварцевого резонатора; у

дует М = > а при больших значениях G, кроме того,

(3 ^ М. Учитывая первый член в (12,36), а также (12,37) и (12,38), получим



Наибольшая стабильность достигается, если выражение

(\ **\_J\_**

' имеет минимум, т. е. у = 1. В дальнейшем будем

КВАРЦЕВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

**249**

считать всюду 7=1. Выражение (12,38) является следстви­ем условия баланса фаз (12,34). В стационарном состоянии величины, входящие в (12,34), а следовательно и в (12,39), связаны, кроме того, условием баланса амплитуд (12,35), которое следует учитывать при определении свойств схемы. Из (12,35) получаем

сравнению с единицей. Уравнение (12,40) представляет со­бой в преобразованном виде условие баланса амплитуд, а уравнение (12,41) описывает поведение системы при одно­временном выполнении условий баланса фаз и баланса амплитуд. Уравнение (12,41) показывает, что если элемент инерционной нелинейности, обеспечивающий баланс ампли­туд, стоит в цепи отрицательной обратной связи, то всякие изменения коэффициента усиления dG приводят к изме­нениям генерируемой частоты на величину порядка

**dGs dM \_\_ 0 Оэ + М**

В нашем приближении



**G3 1 + 3 G ’**

*um vj* и ш

~Ж = 1 +ро ^ ~щ ’ и из (12,35) следует

***dM* 0 *г. d(o***



Подставив (12,40) в (12,39), окончательно имеем



202

при этом в знаменателе мы пренебрегли членом п0

**doi 20 dG**

<Во ***QG G***

(12,42)

Чтобы устранить влияние изменения коэффициента уси­ления на генерируемую частоту, следует исключить эле­мент инерционной нелинейности из цепи отрицательной

250 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. III

обратной связи и сделать эту цепь не зависящей от режима работы. При этомсф = 0, и из (12,39) и (12,40) получается

doi „ d0

**~ ~ QG ’**

т. е. изменения частоты в этом случае обусловлены только вариациями фазы усилителя. Элемент инерционной нели­нейности, необходимый для поддержания баланса ампли­туд, при этом должен быть включен в схему усилителя, кото­рый можно рассматривать как охваченный двумя независи­мыми трактами отрицательной обратной связи: обычной безынерционной обратной связью Р, приводящей к стаби­лизации параметров усилителя (Ga и ©э), и инерционной отрицательной обратной связью, обеспечивающей выпол­нение баланса амплитуд на линейном участке характери­стик усилителя ламп. Можно показать, что включение элемента инерционной нелинейности в цепь положительной обратной связи (как это предполагалось в некоторых рабо­тах) приводит к ухудшению стабильности частоты, так же как при включении его в цепь отрицательной обратной

связи. Отметим, что значение в (12,41) становится

меньше в (12,42) только при выполнении неравенства dG ^ d@ ,

—Q- <\_-Q- , которое нельзя обеспечить в эксплуатаци­онных условиях; поэтому переключение элемента инерци­онной нелинейности из моста в усилитель является ради­кальным методом, повышающим стабильность частоты.

В заключение остановимся кратко на выборе схемы уси­лителя с целью дополнительного повышения стабильности частоты за счет действия отрицательной обратной связи. Как указано выше, наибольшая стабильность достигается при 7=1, т. е. при Р = 0,5. Нашей задачей является выбор схемы, обеспечивающей наибольшую величину PC без нарушения устойчивости усилителя. Применение много­каскадных усилителей, охваченных внутренними обратны­ми связями рх, оказывается нерациональным, так как в случае п одинаковых каскадов общий фазовый сдвиг умень­шается в PjGi раз, а общий коэффициент усиления — в (PiGi)" раз, что соответственно ухудшает действие основ­ной обратной связи. В диапазоне средних частот (десятки

**§ 12]**

КВАРЦЕВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

**25\***

килогерц) целесообразно применение трехкаскадных рео-  
статных усилителей с цепями фазовой коррекции, которые  
дают возможность получить устойчивое усиление порядка  
105. В области более высоких и более низких частот ис-  
пользование фазовой коррекции становится неэффектив-  
ным и приходится ограничиваться двухкаскадными усили-

телями. В области высо-  
ких частот целесообраз-  
но применение одного  
реостатного и одного ре-  
зонансного каскада—до-  
стижимый устойчивый  
коэффициент усиления  
порядка 104. (Два резо-  
нансных каскада при  
Р = 0,5 возбуждаются  
вблизи резонансной ча-  
стоты при G порядка  
нескольких сотен.) В об-  
ласти низких частот, по-  
видимому, целесообраз-  
но применение двух рео-  
статных каскадов с повы-

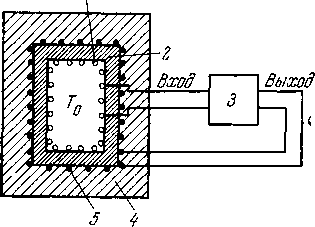
шенными анодными нагрузками, при помощи которых мож-  
но получить общее усиление порядка 106.

Как показывают теория и эксперимент, осцилляторные и мостовые схемы позволяют достичь одинаково большой стабильности частоты колебаний, ограничиваемой лишь качеством кварцевых резонаторов. Однако осцилляторные схемы более просты в настройке и имеют меньшее число де­талер. Это существенно для серийной аппаратуры и прибо­ров, работающих в условиях вибраций.

1. На стабильность квантовых стандартов частоты су­щественным образом влияет температура. Поэтому ряд элементов квантовых стандартов частоты и прежде всего такие, как кварцевые генераторы, резонаторы, источники молекулярного\* пучка, необходимо термостатировать.

Рассмотрим работу термостата с непрерывным регули­рованием температуры, использующего в качестве датчика температуры термочувствительный мост сопротивлений. Устройство термостата показано на рис. 12,7.

/



**Рис. 12,7. Устройство термостата. 1 — термочувствительный мост, 2 — метал­лический стакан, 3—усилитель, 4— теплоизоляция, 5 — печь.**

252 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. III

Термостат работает следующим образом: мост сбалан­сирован при рабочей температуре Г0. При этом в печи вы­деляется мощность Р, обеспечивающая внутри термостата температуру Г0 при внешней температуре ГВНеш- При изме­нении Гниет температура Г0 внутри термостата также ме­няется, что приводит к разбалансировке моста, подаче на выход усилителя напряжения, пропорционального откло­нению температуры от номинала, и далее к соответствую­щему изменению мощности, выделяемой в печи. Это измене­ние тепловыделения компенсирует изменение внешней тем­пературы; температура внутри термостата устанавливается на прежнем уровне, но уже с некоторой ошибкой, вели­чина которой определяется конкретной схемой и конструк­цией термостата. Для составления уравнений термостата введем следующие обозначения:

А — теплопроводность слоя теплоизоляции между печью и внешней средой, вт/град,

D — теплопроводность промежутка между печью и ра­бочим объемом, вт1граду

В — теплопроводность промежутка между мостом и ра­бочим объемом, вт/град,

а — теплоемкость объема внутри печи, вт-сек!град, (3 — теплоемкость моста, вт- сек!град, у— теплоемкость печи, вт-сек!град,

Гвнеш — температура внешней среды, °С,

Тп — температура печи, °С,

Гт — температура моста, °С,

Г0 — температура рабочего объема, °С.

Уравнения системы будут иметь вид:

Р = А (Тп - Твнеш) + D (Гп - Го) + Т -Щ- ’ (12,43) 0(7’п-Г„) = В(Т„-Гт) + а^-, (12,44)

где К — некоторая постоянная, которая будет определена ниже. Физический смысл этих уравнений очевиден. Мощ­ность, выделяемая в печи термостата, расходуется следую­

dT,

*dP =* —*KdT„,*

(12.45)

(12.46)

§ 12]

КВАРЦЕВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

**253**

щим образом: одна часть идет на создание необходимого пе­репада температур^ (Т0 — Твнеш), вторая часть нагревает печь, третья уходит в рабочий объем, частично нагревает его, частично передается в мост, также нагревая последний. Уравнение (12,46) есть уравнение регулятора. Следует рас­смотреть два вопроса: а) точность регулирования и б) устой­чивость системы.

а) Рассмотрим установившийся режим термостата; оче­видно, что в этом случае Т„ = Тт = Т0 и

*dTn dTn dn^ dt dt dt* ’

а система уравнений (12,43) — (12,46) принимает вид:

Р = Л(Г0-Гвнеш), (12,47)

dP = —KdT0. (12,48)

Р может меняться не только из-за изменения Т0, но и из-за флуктуаций в схеме. Величины, подверженные флук­туациям и влияющие на Р, обозначим как ©г. Под ©г можно понимать ток через печь, сопротивление печи и т. д. Следовательно, Р —функция Т0 и @г. Продифференцируем (12,47):

*dP* = *§- d.T0* + 2 *det = AdT„* — *A dT*внеш, (12,49)

i

отсюда

2<№/ав,.)ЛЭг dTo = A \_ ep/dTo ; (12,50)

учитывая (12,42), получим

***AdT,***

*^(dP/dQJdQi*

dT°=~ATlC+ ***A+K*** ■ (12’51>

считая К/A ;>> 1, найдем

*dT J\(dP/dQi)dQi*

dT\* = *-Kjr- + 1* *к* \* (12’52)

Первый член в (12,52) дает зависимость от внешней темпе­ратуры, второй член — зависимость от параметрической

254 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [гл. III

стабильности схемы. Очевидно, что необходимо обеспечить такую стабильность схемы, чтобы

2 <а p/de()det

**г внеш**

*к* ^ *~тг'*

Постоянная К и 2 (dP/д©\*) cf©\* зависят от схемы термо-

**г**

стата. Обычно

K = ^hRSSaU. (12,53)

Здесь /0 — ток через печь термостата при балансе, R — сопротивление печи, 5 — крутизна характеристики выход­ной лампы, $ — коэффициент усиления усилителя, а — температурный коэффициент термочувствительного плеча моста, U — напряжение питания моста.

Предположим, что параметром, влияющим на работу термо­стата, является ток через печь; тогда

О*дР/д®)дв* = *2I0R dla.* (12,54)

Формула (12,54) учитывает изменение мощности вследст­вие нестабильности тока через печь, вызываемой, например, колебаниями напряжения в сети. Учитывая (12,53) и (12,54) и то, что при балансе мощность в печи равна

P==IlR = Л(Г0-ГВНеш),

преобразуем формулу (12,52) к виду

**^гр \_ 4 -\f А (Т’о — Т'внеш)**

*1* 0 “ *S&all У R*

(12,55)

X

X

1

**2 Т**

*dT„*

d/o'

/ о

(12,56)

где dIJIо — относительная нестабильность тока через печь. Если термостат одноступенчатый, то Т0 и Твяеш обычно заданы. Если же имеется вторая ступень, которая поддержи­вает ТВнеш на некотором уровне, то выгодно увеличивать Т0 — Твнеш» если только параметрическая стабильность схемы достаточно высока, т. е. dl0/l0 не превышает

~2 **dTвнеш (То Т£**

О-

КВАРЦЕВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

**255**

б) Формула (12,52) показывает, что с увеличением К флуктуации температуры Т0 уменьшаются. Однако чрезмер­но большое К может привести к неустойчивости системы; определим верхний предел К- Для этого обратимся снова к системе уравнений (12,43) — (12,46). Из нее можно полу­чить уравнение свободных колебаний системы:

**«Рт гр"> , / сф Лсф , Вт I та , Зт \ г" I DB 11 [ В DB D ' D "г В** J **т**

+ (a + P + T + ^ + ^ + f) Т',+(К + А)Т, = 0.(12,57)

Применяя к (12,57) критерий устойчивости Вышнеградско­го и предполагая, что

Л<^В —D, (12,58)

получим

К<«(у+у)-Л (12,59)

или

К<я.(-^- + ~)-А, (12,60)

**\ печи терм /**

где Тдечи — постоянная времени печи, ттерм — постоян­ная времени моста. Формуле (12,60) можно придать более наглядный вид, если ввести К0 = К/А. Пренебрегая еди­ницей по сравнению с первым членом, получим

'т’о ( Ь ^ » (12,61)

**\ печи -терм /**

где t0 — постоянная времени термостата, равная а /А. Скоб­ка в (12,61), по существу, характеризует постоянную вре­мени теплопередачи между термостатом и печью. В схемах, где мост одновременно используется и как печь, эта посто­янная заметно уменьшается, что приводит, как это видно из (12,61), к увеличению предельно возможного коэффици­ента регулирования Ко- Увеличение Ко приводит, в со­ответствии с формулой (12,61), к необходимости увеличения постоянной времени т0. Поэтому, если не приняты специ­альные меры, время установления заданной температуры Т0 в рабочем объеме термостата может доходить до несколь­ких часов. Чтобы сократить время установления рабочей

**256 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. III**

температуры, обычно применяют автоматический форсиро­ванный подогрев второй ступени. Вторая ступень вклю­чается при недогреве больше чем несколько тысячных гра­дуса и выключается при перегреве термостата примерно на такую же величину. В результате время установления ра­бочей температуры сокращается до 0,5-=-1,5 часа. Чтобы уменьшить уровень сетевых помех, отрицательно сказываю­щихся на точности регулирования температуры, намотка термочувствительного моста и подогревателей грубой и точной ступеней выполняется бифилярным способом с до­полнительным перекручиванием проводов. Если намотку подогревателя грубой ступени выполнить на стальном ци­линдре, служащем одновременно магнитным экраном, и пи­тание подогревателя точной ступени осуществлять посто­янным током, то можно значительно снизить уровень пара­зитных наводок. Одним из наиболее радикальных способов борьбы с наводками является увеличение напряжения пи­тания моста до 10 в и более. Однако этот путь не всегда мож­но реализовать из-за возникающего при этом дополнитель­ного разогрева моста. При длительной работе термостата существенное влияние на стабильность температуры ока­зывает дрейф величины сопротивлений моста, связанный с наличием натяжений в его обмотках. Для уменьшения этого дрейфа необходимо перед установкой моста в термо­стат выдержать его в течение нескольких часов при темпе­ратуре 120 -г- 150° С, что обеспечивает практически полное снятие натяжений. С помощью изготовленного в соответ­ствии с вышеизложенными соображениями двухступенча­того термостата температура в течение длительного вре­мени может поддерживаться с точностью ±0,001° С и выше.

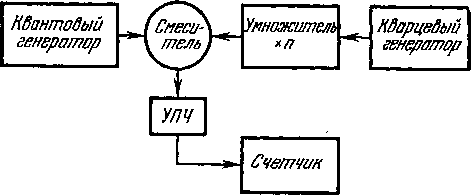
§13. Методы преобразования частоты квантовых стандартов

1. Рассмотрим подробнее наиболее типичные методы преобразования частоты квантовых стандартов. По прин­ципу действия схемы преобразования частоты активных стандартов можно разделить на три основные группы.

а) Схемы сравнения частоты квантового генератора и калибруемого генератора (чаще всего кварцевого), позволя­ющие с большой точностью измерять уходы частоты послед­

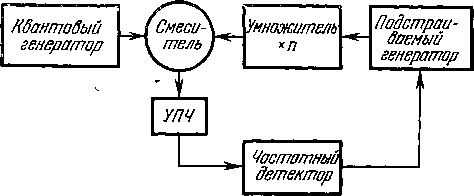
§13] **ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ 257**

него от номинала, определяемого квантовым генератором (рис. 13, 1). Опыт работы с такими схемами показал полез­ность их применения в службе времени, где группы



**Рис. 13, 1. Схема сравнения'частоты квантового генератора и кварцевого генератора.**

высокостабильных кварцевых генераторов периодически проверяются по первичному эталону частоты. Однако область практического применения таких схем ограничена.



**Рис. 13,2. Схема частотной автоподстройки кварцевого / генератора по квантовому генератору.**

б) Схемы автоподстройки вспомогательного генератора но квантовому, отличающиеся от схем 1-й группы нали­чием звена, управляющего частотой вспомогательного ге­нератора (частотная или фазовая автоподстройки), пред­ставлены на рис. 13,2 и 13,3.

в) Схемы образования эталонной частоты путем вычи­тания ошибки, вносимой нестабильностью частоты вспомо­гательного генератора (рис. 13,4).

9 **В. В. Григорьянц**

**258 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. III**

Для пассивных стандартов частоты имеется два типа схем преобразования частоты:

а) Схемы сравнения, в которых гармоника калибруемого сигнала сравнивается по частоте непосредственно со спект­ральной линией.

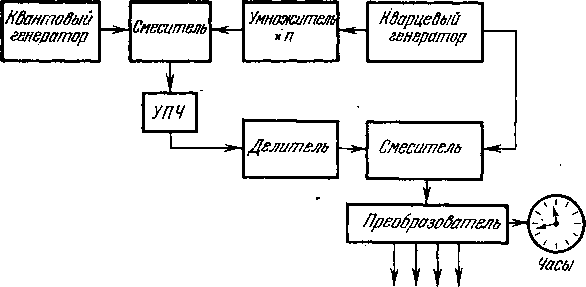
|  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Квантовый | ^ЛСмесиЛ^ | Умножитель |  | Подстраи­  ваемый |  | Умножитель  к |
| гензрагпор | Хтель J | х/7 |  | генератор |  | к~п |

***УПЧ***

|  |  |
| --- | --- |
|  | Фазовый |
|  | детектор |

**Рис. 13,3. Схема фазовой автоподстройки кварцевого генератора по квантовому генератору.**

б) Схемы частотной автоподстройки высокостабильного кварцевого генератора, в которых спектральная линия игра­ет роль частотного дискриминатора.



**Рис. 13,4. Схема образования эталонной частоты путем вычитания по­грешности вспомогательного генератора.**

В системах преобразования частоты огромную роль играют схемы фазовой автоподстройки (ФАП), преимущест­ва которых перед схемами частотной автоподстройки были

**§ 13] ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ 259**

очевидны уже со времен появления первых работ по приме­нению их в радиоспектроскопии [77]. Основным звеном схемы ФАП является фазовый детектор, на выходе которого вырабатывается напряжение, пропорциональное (в линей­ном приближении) разности фаз двух входных сигналов,— в случае активных квантовых стандартов это сигнал молеку­лярного генератора и сигнал вспомогательного кварцевого генератора. Это напряжение подается на элемент, управ­ляющий частотой вспомогательного генератора. С точки зрения теории регулирования [78] элемент управления ча­стотой вспомогательного генератора представляет собой астатическое звено, т. е. производная сигнала на выходе такого звена пропорциональна сигналу на входе. В дан­ном случае входным сигналом является управляющее на­пряжение I, выходным — фаза вспомогательного генера­тора ф, причем в пересчете на выход умножителя частоты, который используют для совмещения частоты вспомога­тельного генератора с частотой молекулярного генератора,

ф = Аг1 + to, (13,1)

где А характеризует крутизну перестройки генератора, г — коэффициент умножения частоты, о) — частота генератора в отсутствие управляющего напряжения. Для усиления вы­ходного сигнала фазового детектора между ним и управ­ляющим элементом включают усилитель постоянного тока (УПТ).

Если УПТ содержит одну интегрирующую ^С-цепочку, RC = t0, связь между напряжением на выходе УПТ £ и на входе УПТ т] описывается уравнением

То6 + 6=/СэЛ; (13,2)

/С0 — коэффициент усиления УПТ. Связь напряжения на выходе фазового детектора т] с разностью фаз сигнала вспо­могательного генератора <р и сигнала молекулярного гене­ратора ф0 можно выразить в виде

* ц =/CM0sin (ф — ф0); (13,3)

К — коэффициент передачи фазового детектора, и0 — на­пряжение сигнала вспомогательного генератора. В дальней­шем будем считать, что ф0 = 0. Решая совместно (13,1)—

1. , приходим к дифференциальному уравнению,

9\*

**260 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ ГГЛ. II**

описывающему простейшую систему ФАП:

т0ф + Ф + Q s^n(P — ю» (13,4)

где Q = КоКщгА — так называемая полоса удержания  
системы ФАП. Нелинейное дифференциальное уравнение

1. хорошо известно в теории колебаний. В частности,  
   оно описывает поведение маятника и синхронного мотора  
   под действием внешнего момента сил (см., например, [78]).  
   Оно имеет очевидное стационарное решение ф = ф = 0',

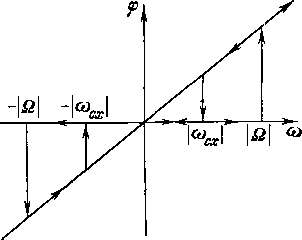
Ф = arcsin -^-в том случае, когда co/Q<C 1, т. е. когда рас-  
стройка вспомогательного генератора при размыкании цепи

ФАП, w, не выходит за  
пределы полосы удержа-  
ния Q. Если расстройка  
превысит Q, то система  
ФАП перейдет в режим  
биений, при котором фа-  
за ф будет зависеть от  
времени. При уменьше-  
нии со этот режим будет  
сохраняться до тех пор,  
пока расстройка не ста-  
нет меньше, чем некото-

**Рис. 13,5. Полосы удержания и схва-** Рая величина (0СХ О. **тывания системы ФАП.** Величина сосх называет­

ся полосой схватывания ФАП. Из теории автоматического регулирования известно, что для систем регулирования, описываемых уравнениями типа (13,4), полоса схватывания равна сосх = % УQ/t0, где х — числовой коэффициент порядка единицы. Когда при уменьшении расстройки начинает выполняться нера­венство | со ] со сх> система скачком переходит в состояние равновесия с ф = arcsin (co/Q). Таким образом, при измене­нии расстройки со имеет место своеобразный гистерезис (рис. 13,5).

Так как обычно молекулярный или атомный генератор обладает малой мощностью, в схему ФАП приходится до­бавлять усилитель промежуточной частоты (УПЧ). УПЧ оказывает влияние на устойчивость ФАП. В первом прибли­



**§ 13] ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ 261**

жении УПЧ вносит запаздывание на время т, равное по­стоянной времени усилителя. Можно показать, что полоса удержания системы ФАП с УПЧ будет не больше чем 1/т, т. е. большой полосой удержания будет обладать лишь си- стема'ФАП с широкополосным усилителем промежуточной частоты..Для дальнейшего увеличения полосы удержания ФАП следует вводить дополнительное управление по про­изводной, в данном случае по ф, т. е. по частоте. Эффект уп­равления по производной можно, например, получить, включив в систему ФАП наряду с фазовым детектором час­тотный дискриминатор. Уравнение такой системы с учетом запаздывания будет иметь вид

т0ф -J- ф + /<1ф(^ — т) + Язшф(/— t) = со, (13,5)

где /Сх — коэффициент регулирования системы частотной автоподстройки. Линеаризуя уравнение (13,5) и считая т настолько малым, что справедливы разложения

Ф(\* — \*) = ф(\*) — \*Ф(0. П36)

q>’(\*— [т) = ф(0 — \*Ф(0> получим вместо (13,5)

(t0—KiX) ф ~Ь (1 —Ят) ф-f-Яф = со. (13,7) Из этого уравнения следует, что система устойчива, если Q<i±\*ii (13,8)

Увеличивая отношение т0/т и коэффициент регулирования по частоте К.ъ можно значительно увеличить полосу удер­жания ФАП, не доводя систему до самовозбуждения. Мак­симальная полоса удержания равна

Я„акс=^(1+^-). (13,9)

Введение в схему ФАП дополнительной частотной автопод­стройки связано с некоторыми практическими неудобствами, особенно если напряжение на входе УПЧ мало. Управление по производной можно получить и в том случае, если заме­нить обычный интегрирующий фильтр на выходе фазового детектора пропорционально-интегрирующим фильтром

**262 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. III**

(рис. 13,6). Система ФАП с дополнительной частотной авто-  
подстройкой имеет примерно ту же полосу удержания, что  
и система с пропорционально-интегрирующим фильтром,  
однако полоса схватывания первой системы значительно  
больше полосы схватывания второй. В то же время вторую  
систему проще создать, поэтому она используется чаще.

Системы преобразования частоты с использованием фазо-  
вой автоподстройки частоты по атомному или молекуляр-

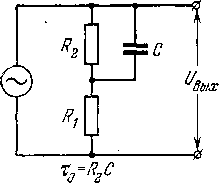
ному генератору могут быть весь-  
ма разнообразны. Их можно рас-  
сматривать с общей точки зрения  
до тех пор, пока не выступает  
требование оптимального объеди-  
нения в одной системе функций  
преобразования частоты и синте-  
за круглой частоты. В этом по-  
следнем случае выбор и степень  
сложности надлежащей системы  
преобразования зависят прежде  
всего от конкретной частоты

квантового перехода, которая определяет кратность преоб-  
разования.

Система фазовой автоподстройки кварцевого генератора по молекулярному генератору отличается от обычных си­стем ФАП главным образом большой кратностью умноже­ния. Как показывает опыт, мощность молекулярного гене­ратора такова, что при полосе в 200 -5- 400 кгц отношения сигнал/шум на выходе усилителя промежуточной частоты вполне достаточно для надежной работы ФАП.

При стабилизации частоты генераторов, обладающих невы­сокой собственной стабильностью, большой выигрыш в ус­тойчивости системы и монохроматичности сигнала полу­чается при использовании системы преобразования с вспо­могательным гетеродином [25]. Использование фазовой ав­топодстройки в умножителе частоты, кроме очевидного вы­игрыша в мощности умноженного сигнала, позволяет полу­чить целую сетку стабильных частот, а также при правиль­ном подборе коэффициента умножения дает возможность получить «круглую» частоту.

1. Блок-схема стандарта частоты с оптической индика­цией и большинства атомнолучевых стандартов частоты



**Рис. 13,6. Пропорционально- - интегрирующий фильтр.**

§ 13] ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ 263

представляет собой схему частотной автоподстройки (ЧАП), в которой в качестве дискриминатора используется эталон­ная линия, например 0—0-перехода в спектре сверхтон­кой структуры атомов щелочных элементов. Расчет такой ЧАП можно провести обычными методами теории автома­тического регулирования. В простейшем случае систему ЧАП (см. рис. 13,2) можно разделить на следующие эле­менты: частотный дискриминатор (звенья стандарта, кото­рые служат для сравнения частоты эталонной линии с ча­стотой СВЧ-излучения), интегрирующая цепочка (JRC- фильтр низких частот, включенный на выходе фазового де­тектора). Усилитель низкой частоты, являющийся сравни­тельно малоинерционным звеном при оценках устойчивости, можно в первом приближении учитывать только как запаз­дывание на время, равное его постоянной времени. К эле­ментам системы ЧАП нужно отнести также кварцевый гене­ратор с регулятором частоты. Изменение частоты генератора может осуществляться переменной реактивностью, завися­щей от напряжения сигнала ошибки или от угла поворота сервомотора, подключенного на выход фазового детектора.

Уравнение дискриминатора при малых расстройках имеет вид

* г] = *Ки0* sin *[Bd)(t)] z^Ku0B(s)(t),* (13,10)

где т] — напряжение на выходе дискриминатора, К — коэф­фициент усиления низкочастотного тракта, и0 — амплитуда сигнала на фотоиндикаторе или ионном детекторе, В — крутизна дискриминатора.

Уравнение интегрирующего звена имеет вид

# toi + g-/Co ti(/ —т), (13,11)

где т0 — постоянная времени ^С-фильтра на выходе фазо­вого детектора, Ко — коэффициент усиления, т — время запаздывания усилителя с двойным Г-мостом, £ — напря­жение на выходе ^С-фильтра. В случае непосредственной электрической регулировки, например изменением емкости запертого диода, уравнение регулирующего звена будет имеет вид

со — АЪ, -}- соь

(13,12)

264 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. II

где А—крутизна регулирования, coi — расстройка часто­ты генератора по отношению к частоте 0 — 0-перехода. Подставляя (13,10) и (13,12) в (13,11), получим уравнение системы в целом:

т0о)(/ — т) + со(/ — t) -f- AKKoUoB(i)(t — т) = coi. (13,13)

Обозначим АККоио — М. В стационарном состоянии со = = 0, и, если пренебречь запаздыванием t, имеем

“ = ттжг <13-14>

При наличии запаздывания т характеристическое уравне­ние системы регулирования имеет вид

fob + 1 + МВе~^ = 0, (13,15)

откуда, полагая Кх малым, получим

IJ MB --(-1 / 1 Q 1 С\

*%S=-X0-MBX\** (13Л6)

система будет устойчивой, когда Я 0, т. е.

(t0/t )>МВ. (13,17)

Во многих пассивных стандартах частоты это отношение обычно не превышает 102.

При выполнении условия (13,17) уравнение (13,14) опре­деляет статическую ошибку регулирования. При относи­тельных уходах частоты кварцевого генератора порядка

1. -1СГ9 относительная статическая ошибка будет равна ~~КГ10. За большое время, порядка нескольких суток, возможны значительно большие уходы частоты кварцевого генератора, поэтому для получения хорошей стабильности желательно иметь большой коэффициент регулирования. Для автоматической выборки статической ошибки регули­рования в качестве управляющего элемента можно ис­пользовать астатическое звено, например сервомотор, соеди­ненный с конденсатором переменной емкости. Если емкость включена параллельно звену электронной автоподстройки, то устойчивость системы практически можно дополнитель­но не рассчитывать. Если изменять частоту генератора, толь, ко изменяя емкость, управляемую сервомотором, то на ли.

§13] ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТО В 265

нейном участке уравнение системы регулирования будет совпадать с уравнением ФАП. При этом не учитывается су­хое трение и инерционность редуктора сервомотора. Дей­ствительно, при учете постоянной времени мотора тм урав­нение, описывающее движение мотора, имеет вид

'Ф = (13,18)

где г|э — угол поворота ротора, N — передаточное число звена, I — сигнал на входе мотора. Если пренебречь инер­цией звена тм, то

ф = АГ£. (13,19;

Уравнение, описывающее изменение частоты кварцево­го генератора, в данном случае имеет вид

со = Л'ф + со1, (13,20)

где А — крутизна регулирования. Уравнение, описываю­щее всю систему ЧАП, будет иметь вид

t0co + со + MNB(d(t — т) = ©1. (13,21)

Уравнение (13,21) в линейном приближении формально совпадает с уравнением системы ФАП (13,4), так как при малых ф БШф^ф. Поэтому можно воспользоваться выво­дами, полученными при изучении систем ФАП активных стандартов. В данном случае MN будет играть роль полосы удержания для со1( т. е. система будет работать лишь при скоростях изменения расстройки, меньших MN. Для стати­ческой ошибки получим

**«-от»; (>з.**22**)**

так как скорость изменения расстройки со хорошего кварце­вого генератора мала (не более 10"10 в секунду), статическая ошибка системы регулирования будет определяться в ос­новном трением мотора и шумами индикатора. Особенности конкретных схем ЧАП различных пассивных стандартов частоты определяются номинальными частотами эталонных линий и областью применения стандарта [79].

1. В заключение рассмотрим работу схемы образования эталонной частоты путем % вычитания нестабильности

266 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. III

частоты вспомогательного опорного генератора (схема с вы­читанием ошибки). Принцип действия такой схемы ясен из рис. 13,4. Опорный сигнал с частотой /0 умножается в п раз и смешивается с сигналом молекулярного генератора /мг, образуя промежуточную частоту:

**fупч ~ fш /о-л-**

Далее эта частота /упч делился с помощью регенератив­ного или какого-либо другого делителя в п раз и получен­ный сигнал смешивается с сигналом опорного генератора:

/мг— fo'n , г /мг

**Г /О = —— •**

В результате указанных операций на выходе смесителя образуется сигнал с высокостабильной частотой /мг/л, ве­личина которой определяется значением п. Здесь так же, как и в дальнейшем, мы предполагаем, что преобразование частот производится безынерционно и в отсутствие флук- туационных шумов.

Наиболее специфическим узлом схемы с вычитанием ошибки, отличающим ее от других схем, является смеси­тель, с помощью которого формируется высокостабильная частота /мгМ. Выясним, какие требования предъявляются к вычитающим блокам. Для простоты оценок будем считать фильтрацию достаточной при ослаблении боковых частот по уровню 0,7. На вычитающее устройство (пусть это будет обычный смеситель) подается сигнал с делителя с частотой, равной /упч//, где I—кратность деления, и сигнал опорно­го генератора с частотой /0. При этом расстояние между боко­выми частотами равно 2/упч/^, т. е. добротность фильтра для ослабления боковых частот по уровню 0,7 равна

Q=wt- <13'23>

Отсюда видно, что для облегчения фильтрации следует уменьшить кратность деления, предшествующую вычи­танию, и увеличить /упч- Формулу (13,23) можно перепи­сать в другом виде, если учесть, что при l — — /мг —

* /упч и что /упч ^ /мг, гд^ /мг — частота молекулярного

§ 13] ПРЁОЁРАЗОВАЙИЬ ЧАСТОТЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ 267

генератора:

п /мг-/уПЧ \_ /мг /ю ол\

Q ~—2} 2? • (13,24)

^/упч ^/упч

Следовательно, при таком вычитании необходимая доброт­ность фильтра не зависит от диапазона волн, в котором производится вычитание. Оценим эту добротность по (13,24), принимая f упч = 50 Мгц:

*Q = 2-A^1 =* 240,

т. е. в сантиметровом диапазоне, где имеются объемные ре­зонаторы с добротностью 3-н5\*104, можно получить ос­лабление боковых частот в 102 103 раз. Добротность резо­наторов в дециметровом диапазоне меньше, поэтому там при фильтрации с помощью одного контура можно получить ослабление боковых частот только в 10 -ч- 100 раз. Что касается метрового диапазона, то для него простыми сред­ствами обеспечить нужную фильтрацию нельзя. Однако имеется возможность производить вычитание ошибки опор­ного генератора последовательно в несколько приемов, т. е. фактически резко снижать величину I в (13,23). Такой ме­тод дает возможность легко осуществлять хорошую филь­трацию боковых частот в любом диапазоне волн.

Установим соотношения между кратностью умножения п и кратностями деления 4 для последовательных стадий вычитания ошибки. Для однократного вычитания, как уже было показано выше,

/мГ~~п/о , f /мг

*Гг* ‘ = *~к~*

npfe *1г = п.*

Для двукратного вычитания (рис. 13,7)

/мг “ n/o I fo I f \_ /мг

*hh* + *к ~т~г°— hh*

при п — 1г (1 + /2).

Для ^-кратного вычитания

/мг **га/о I fo , \_ . fo fo /1 о ос»**

hh...lk + *hh...lk* + + lk ~ hh. . .Ik

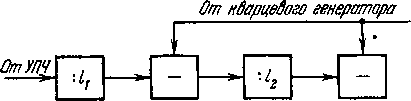
268 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ tlMI. Ill

при п = li (1 + /2 ~Ь ...+44--- 4)>] или ес\_

ли считать, что все 4 одного порядка и каждое 4 > 10, то вместо (13,25) получим

*[n^hh\..lk.* (13,26)

Оценим также величину эквивалентной добротности



**Рис. 13,7. Схема образования эталонной частоты путем двукратного вычитания погрешности вспомо­гательного генератора.**

фильтров вычитающих блоков. Будем считать, что /упч//0 =  
= р1. Тогда, в соответствии с формулой (13,23), доб-  
ротность фильтра первого вычитающего блока есть

= (13,27)

**УПЧ z**

При двукратном вычитании ошибки (см. рис. 13,7)

ftvnt -■=2-ra-gT- (>3'28>

н—+?°

При &-кратном вычитании

«\*= Ыа

/упч , fo

• . 4 hh • ■ • 4

\_ Ыъ • • • lh ^

1. {р 4“ 4“ W2 "4-1 2

(13,29)

Здесь, как и выше, предполагается, что все 4 ^ Ю. Если р 1 или р 1 и 4 резко отличаются друг от друга, то необходимо пользоваться точной формулой. Метод много­кратного • вычитания ошибки дает возможность получить практически любую степень фильтрации боковых частот на выходе вычитающего блока при обычных значениях добротностей контуров в пределах 50 -г- 100.

§ и] Флуктуации в стандартах частоты 2б§

При конкретных расчетах схемы стандарта частоты с вычитанием ошибки необходимо знать две исходные вели­чины:

1. добротность контуров вычитающего блока, что позво­ляет определить 4 из (13,29);
2. частоту выходного сигнала, зная которую можно ориентировочно определить коэффициент умножения ум­ножителя п. Далее, зная п и lk и полагая 1Х ^ /3 ^ ... ^ /\*, определяем кратность вычитания k из (13,26), после чего сле­дует уточнить п и все 4 и /0, используя равенство

**f упч = /мг "/о-**

В системах преобразования частоты используются обыч­ные умножители частоты из диапазона нескольких мега­герц в СВЧ-диапазон, линейки УПЧ, фазовые детекторы и видеоусилители, делители частоты и элементы СВЧ-трактов. Схемы этих блоков хорошо разработаны и широко известны, поэтому их описание не приводится. Подробную информа­цию об этих блоках можно получить в обычных курсах радиотехники и руководствах по применению электроники в лабораторной технике [80].

§ 14. Флуктуации в стандартах частоты и методы их исследования

1. До сих пор мы отвлекались от флуктуаций, возника­ющих как в самих квантовых генераторах, так и в связан­ных с ними радиосхемах. Однако в квантовых стандартах частоты в ряде случаев именно флуктуации ограничивают достижимую стабильность и ширину излучаемого спектра. Сигнал реального генератора можно записать в виде

v(t) A (t)cos [аУ + ф(0Ь (14,1)

где v (t) — напряжение или ток, A (t) и ф (/) — медленные функции времени, ю0 — усредненное значение частоты ге­нератора.

Функция ф (/) описывает флуктуации фазы сигнала v (t), а следовательно, и флуктуации частоты, мгновенное значе­ние которой может быть записано в виде со (t) = оа0 + ф (/). Флуктуации амплитуды A (t) не вносят непосредственного

270 радиосхемы Квантовых стандартов частоты [гл. in

вклада в флуктуации частоты этого сигнала. Но, поскольку в схему стандарта частоты входят умножители, синтезато­ры и другие нелинейные элементы, в них могут происходить преобразования амплитудных флуктуаций в фазовые и об­ратно. Это необходимо учитывать, рассматривая связь меж­ду флуктуациями в различных точках схемы. Будем счи­тать, что со0 и начало отсчета времени выбраны так, что < ф (/) > = 0. Здесь и в дальнейшем символ < > озна­чает усреднение по бесконечному времени.

Усреднение по бесконечному времени является распро­страненной идеализацией. Вообще говоря, приборы, изме­ряющие средние значения исследуемых величин, обладают ограниченным временем усреднения и их показания зави­сят от этого времени. Однако в большинстве случаев этой за­висимостью пренебрегают и в расчетах широко используют усреднения по бесконечному времени.

Если время усреднения т, то средний уход частоты за это время

здесь t — середина интервала усреднения. Из (14,2) следует, что фаза, набегающая за время т, определяемая как Дхф (t) = ф (t + т/2) —ф (t — т/2), есть не что иное, как

Статистические свойства флуктуаций сигналов можно описать многими способами. Весьма полную характеристи­ку этих свойств можно получить, исследуя спектр сигнала. Однако непосредственное исследование полного спектра весьма стабильных сигналов квантовых стандартов частоты затруднительно. Во многих случаях, благодаря малости амплитудных флуктуаций сигналов, можно получить важ­ную информацию из измерений спектра флуктуаций фазы:

г+т/2



t—т/2

(14,3)

ОО 00

5ф(со)=: ^ dx = 2 § (t)cos (uTdt. (14,4)

**—со о**

§ 14]

ФЛУКТУАЦИИ В СТАНДАРТАХ ЧАСТОТЫ

**271**

Здесь (т) — автокорреляционная функция фазы:

(т) = ф (t + т/2) ф (t — т/2) =

**Г/2**

* Нш \ ф(/+ \*/2)ф(z1 —f/2)dt, (14,5)

**Г-90о** JJ2

где черта означает статистическое среднее. В соответствии с определением (14,4) автокорреляционная функция есть Фурье-сопряженная от спектральной плотности:

00 00 /?ф(т) = -^- ^ 5ф((о) ei0iTd(}) = 5v(o))coso)T^o). (14,6)

**—оо О**

Аналогичные соотношения имеют место для спектра

флуктуаций частоты 5 ф (со). Учитывая, что (о (t) = [со0/ -j-

-f- ф (г')] и что дифференцированию , по времени соответст­вует умножение на /со, получим

5- (со) = со25ф(со). (14,7)

Множитель (о2 входит потому, что рассматривается не спектр амплитуды, а спектр интенсивности сигнала. Важ­ной характеристикой статистических величин является дис­персия, т. е. среднее арифметическое из квадратов отклоне­ний рассматриваемой величины от ее среднего арифмети­ческого значения. Дисперсию среднего отклонения часто­ты, усредненного за время т, можно выразить через автокорреляционные функции фазы или частоты или через соответствующие спектральные плотности:

0М(ф>(,т1 = — [Яф(°)-Яф(\*)1 =

о

**оо**

1 (\* с . V sin2 сот/2 ,

“2л J 5 Л®) (сот/2)2

—ОО

ОО

= “5 (со) sin2 сот/2 dco. (14,8)

*—0Q*

272 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. III

Вышеизложенные соотношения справедливы только тог-  
да, когда сигнал v (t), а следовательно, функции ф (/) и ф (t)  
существуют неограниченное время. В действительности вре-  
мя наблюдения всегда ограничено. Поэтому характеристи-  
ки сигналов, полученные выше интегрированием в бесконеч-  
ных пределах, не полностью адекватны опыту.

Общая теория нестационарных флуктуационных про-  
цессов сравнительно громоздка. Она может быть построена  
на основе введения понятия мгновенного или текущего спект-  
ра или, более строго, на основе структурных функций Кол-  
могорова. В данном случае можно ограничиться более узким  
рассмотрением, основанным на том, что в сигналах высоко-  
стабильных источников, наблюдаемых ограниченное время  
Т, можно в большинстве случаев обнаружить регулярный  
линейный дрейф частоты, т. е. изменение значения частоты,  
пропорциональное времени наблюдения. Будем считать  
эти сигналы стационарными эргодическими процессами,  
т. е. такими, для которых среднее по времени равно сред-  
нему по ансамблю.

Для упрощения дальнейших выкладок выделим из реаль-  
ного сигнала v (t) «флуктуационную часть» v' (t), вычитая  
из него среднее значение а и линейный дрейф Ы. Предпола-  
гаем, что вне интервала наблюдения —T/2<Ct<CT/2  
функция v' (t) равна нулю. Тогда функция v (t) имеет вид

1>'(О = 0(О-(а + ЬО, И <772,  
v'(t) = О, U|>T/2,

(14,9)

и преобразование Фурье дает

**Г/2**

У'(со) = j v'(t)e~iu)tdt. (14,10)

**■ Г /2**

В интересующих нас задачах соГ 1, и экспонента в предыдущем выражении может быть разложена в ряд:

77 2

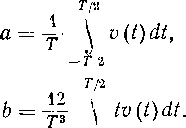
V' (со) = jj v'(t) [l—^ + (14,11)

— Г/2

Подбирая в (14,9) коэффициенты а иЬ так, чтобы средне­квадратичное уклонение v'(t) от v(t) было минимальным,

ФЛУКТУАЦИИ В СТАНДАРТАХ ЧАСТОТЫ 273

получим для этих коэффициентов значения



**— Г/2**

(14,12)

При условиях (14,12) V'(со) не содержит ни постоянного члена, ни члена, линейного относительно со. Заметим, что фурье-преобразование функции а + Ы быстро затухает при to 2/71. Таким образом, измерение в течение интервала (— 772, 772) и исключение среднего значения а и линейного дрейфа аналогичны пропусканию сигнала v (t) через фильтр верхних частот, характеристика которого имеет два нуля и частоту среза порядка со = 2/7\ Если бы время наблюде­ния было неограниченным, то для стационарного эргоди- ческого процесса v (t) с нулевым средним были бы справедли­вы соотношения

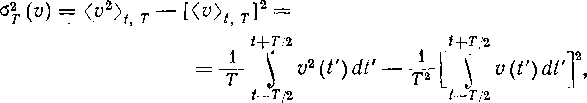
о3 (v) = V (tf = <о2) = R„ (0) = \ S„ И d<0. (14,13)

При измерении на ограниченном интервале Т дисперсия, как и другие статистические характеристики, теряет свойст­ва постоянного параметра. Соответствующая ей величина, которую можно назвать текущей дисперсией, может изме­няться в зависимости от длины интервала и его положения на оси времени. Величина, формально аналогичная диспер­сии,# а именно:

является, вообще говоря, случайной величиной, для харак­теристики которой нужно пользоваться такими параметра­ми, как среднее значение, дисперсия и т. п. В частности, ее

00

—00



274 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. III

среднее значение равно

***t+T/* 2**

•4(D) = 4- J) *v\*(t')dt'-*

**t— Г/2**

***t+T/2 Т+Т/* 2**

-рт Л' jj *dt”\v(t')v(r)] =*

**t—Tl2 Jf— Г/2**

\*+Г/2 Н-Г/2

= о3(») —рт J Л' jj dt’R„(t" — t’)

**t—Т/ 2 /—V/2**

2jt

00

50(co) 1



—00

Эта величина отличается от истинного значения диспер­сии скобкой под интегралом, выражающей тот факт, что при интегрировании исключается низкочастотная часть спектра. Ограничение временем измерения Т срезает все частоты со ^ 2/7\ Действительно, при соТ 1 скобка близка к единице, а при соТ 1 она имеет порядок (со772)2.

Рассмотрим, например, усредненную за время т величи­ну ухода частоты (14,3). Преобразуя по Фурье ее автокор­реляционную функцию и подставляя 5Ф (со) = 5ф(со)/со2, определим среднее значение дисперсии уходов, соответст­вующее наблюдению в течение времени Т:

В случае, если вместо непрерывного измерения в течение времени Т делается N измерений с усреднением т, так что N^ = Т, получим

<4КФ>/|Т] =

00

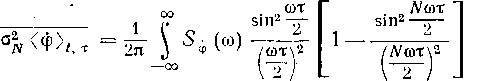
**$ S»**

-00



dco. (14,15)

’со (Г — ту



dco. (14,16)

§ и! ФлуКтуаЦйй в стандартах частоты 2?5

Отметим, что интегралы (14,15) и (14,16) сходятся и в случае, если (оо)1/со, ибо скобка под интегралом стре­мится к нулю, как со2. Таким образом, текущая дисперсия имеет смысл и для и процессов типа фликкер-эффекта.

В случае достаточно больших времен наблюдения Т^> т нижний предел интервала (14,15) может быть и для фликкерных шумов с достаточной точностью заменен гра­ницей 2/Г, а скобка — заменена единицей. Действительно, для

где х = сот.

Предыдущий интеграл хорошо известен и может быть представлен в виде ряда:

Таким образом, при 71^>2т величина изменяется со временем наблюдения лишь логарифмически, что хорошо согласуется с опытом.

1. Для экспериментального исследования флуктуаций сигналов высЪкостабильных источников разработано много различных методов. Выбор метода в существенной мере зави­сит от поставленной задачи. Впервые флуктуации частоты ра­диочастотного генератора были, измерены И. Л. Бернштей­ном [81]. Он вводил в вычитающее устройство вместе с ис­следуемым сигналом тот же сигнал, прошедший линию за­держки, дисперсия которой в рассматриваемом диапазоне мала. В этом случае линия задержки представляет собой дискриминатс)р, преобразующий частотные флуктуации в амплитудные. Вместо линии задержки можно также при­менять резонансный контур [82] или дисперсионный мост [83]. Упомяйутый метод применим главным образом для исследования; флуктуаций, вызванных дробовыми и тепло­

s. (со) =

<р 4 ' I 0) |

получим

бИ<Ф>/,т1

к

со



00

1 —■ COS X X3

*dx,*

2Л J СО / СОТ \2

4 [<ф>(„1 = 2| {1,04 +1 InL + 0 [(??)2]}. (14,17)

276 радиосхемы Квантовых стандартов Частоты [гл. п!

выми шумами, но непригоден для процессов, период кото­рых соизмерим или превосходит время задержки линии или время установления контура. Для изучения флукту­аций, обусловленных медленными случайными воздействи­ями, в том числе фликкер%-шумом, удобно применять метод счета периодов исследуемых колебаний или метод анализа их спектра. Практическая реализация этих методов требует преобразования частоты сигнала в диапазон низких частот. При исследовании квантовых стандартов невозможно найти гетеродин, превосходящий по стабильности излучаемый сигнал. Поэтому обычно сравнивают два одинаковых кван­товых стандарта, считая их независимыми. При этом ста­тистические характеристики сигнала получают, измеряя период биений, образующихся при сложении сигналов ис­следуемых генераторов, или исследуя низкочастотный сиг­нал при помощи анализатора спектра. Для повышения чувствительности метода можно применять синхронное гетеродинирование обоих сигналов (флуктуации общего гетеродина при этом исключаются) с последующим умно­жением частоты и новым гетеродинированием. Вместо сме­сителя на выходе подобных двухканальных схем может быть включен фазовый детектор, сигнал после которого подается на анализатор или квадратичный детектор с интегрирую­щим ^С-фильтром.

1. Флуктуации частоты высокостабильных кварцевых генераторов и квантовых генераторов имеют близкие ста­тистические характеристики. Для получения наивысшей стабильности кварцевый резонатор должен работать в ре­жиме малой мощности. Поэтому в флуктуациях кварцевого генератора большую роль играют аддитивные шумы буфер­ных и усилительных каскадов. Малая величина мощности квантовых генераторов также делает весьма существенными аддитивные шумы входных каскадов радиосхем. Поэтому естественно, что во всех маломощных генераторах тепловые и дробовые шумы приводят к дрейфу фазы сигнала и уши- рению его спектра. Аналогичный результат дают различ­ные воздействия, приводящие к медленным изменениям параметров генератора и имеющие спектральные характе­ристики типа фликкер-шума. Дрейф фазы прецизионного кварцевого генератора, обусловленный тепловыми и дро­бовыми шумами, приводит к значению относительной

флуктуации в стандартах частота

**277**

стабильности частоты

**5[<Ф>t, т]**

**kT о**



**2PQ РТ**

Здесь k — постоянная Больцмана, Т0 — абсолютная тем­пература, со0 — несущая частота генератора, Р — мощность, рассеиваемая в резонаторе и нагрузке, Qp — добротность нагруженного резонатора. Если, как это бывает в хороших генераторах, Qp 2-106, а Р = 10-7 вт, то для т = 1 сек получается а/со0 10“13. Если сигнал кварцевого генератора пропускается через одиночный узкополосный фильтр, то аддитивные шумы приводят к

здесь со0 — несущая частота, (ог — частота фильтра, Рш — мощность шума, Рс — мощность сигнала.

Для оценок\* удобно рассмотреть асимптоты этой функ­ции:

При О^Т 1

Во входных каскадах радиосхем аддитивный шум обыч­но является белым шумом со спектральной плотностью 50. В этом случае полная мощность шума на выходе фильтра равна Рш = 'со150/2. Следовательно, для о^т 1 величина. сг/(о0 ~ (о^2, а для 1 величина сг/со0 —- сох. Таким обра­

зом, применение узкополосного фильтра может существен­но улучшить кратковременную стабильность генератора. Так, для одиночного фильтра с полосой 60 гц при Рт/Рс = = — 87 дб и т = 1 сек сг/со0 —\* 10~12. Это значит, что при малых временах усреднения основной вклад в флуктуации прецизионных кварцевых генераторов вносит аддитивный шум. В связи с тем, что влияние аддитивных шумов умень-



278 РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ CTAHAAPfoB 4ACTOfЫ [ГЛ. Ill

1

шается, как —, а вклад внутренних шумов генератора,—

лишь как 1//т, то при т ~ 100 сек действие этих шумов становится одинаковым, а а/со0 имеет величину 2-10~4. Одна­ко практически такие значения о/со0 не реализуются, так как уже при т > 1 сек на первое место выходят фликкер- шумы и другие возмущения, вызывающие флуктуации со спектром типа 1/со. Это иллюстрируется графиком, изобра­женным на рис. 14,1. Еще лучшие результаты получаются при использовании двух последовательных одиночных уз­кополосных фильтров. В этом случае для cOjT 1 полу­чаем о/со0 — const. Конечно, фильтры должны быть доста­точно стабильными, чтобы флуктуации их параметров не при­водили к модуляции фазы выходного сигнала.

В квантовых генераторах влияние флуктуаций типа фликкер-шума изучено еще недостаточно. Действие же ад­дитивных шумов схемы, тепловых шумов резонатора и дро­бовых шумов пучка можно определить, воспользовавшись формулой

з[<Ф>\*)Т] (kT0

СОо

jkTj FmO^ (1 . \_L (, 1

[2Р \_(OoT2QH 1 Г Q'-т У

*0\*х\ ®lX*

**^ Л v**

(14,18)

Здесь Р — мощность, отдаваемая пучком в резонатор, F — шумфактор приемника, — полоса приемника, Q0 — доб­ротность ненагруженного резонатора, QH — добротность на­груженного резонатора, Qn — эквивалентная добротность спектральной линии.

Для водородного генератора при Р = 10~12 вт Q0/QH = = 5, Qn = 2 \* 109, F = 2, coj = 60 гц, при т < 30 сек адди­тивный „ шум преобладает над внутренним. При этом а/со0 = 5-10“15. Для рубидиевого генератора с оптической накачкой Р = 10~8 вт и QH = Ю8, и если остальные пара­метры аналогичны вышеуказанным, то о/со0 становится примерно в пять раз меньше. Для этого генератора адди­тивный шум преобладает над внутренним лишь при т <\ 6 -10-3 сек, причем для таких времен о/со0 <— 5 -10-14.

Чтобы получить в явном виде зависимость сг/со0 от ха­рактеристик внешних цепей F и со, удобно, следуя [84],

§ 14] ФЛУКТУАЦИИ В СТАНДАРТАХ ЧАСТОТЫ 279

ввести в (14,18) параметры, характеризующие генератор:  
Мл = «„/и Mp = QjiYP.

' 40

В таблице 14,1 приведены параметры квантовых стандартов

*б*

101

10'

*10'*

|  |  |  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Аддитивный шум после одиночного срильтра | | | | |  |  |  |  |
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|  |  | Аддитивный \ шум | | |  |  |  |  |
|  |  |  |  |  |  | Шумбида — | | |
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |
|  |  |  |  |  | \ \* | .Внутренний | | |
|  |  |  |  |  |  |  |  |  |

*10*

-4

10

~г 1 10г 10 \*

nt, сен

Рис. 14,1. Вклады различных источников шумов во флуктуации кварцевого генератора.

частоты, которые позволяют просто сравнить стандарты частоты между собой.

**Таблица 14,1**

|  |  |  |  |  |  |  |
| --- | --- | --- | --- | --- | --- | --- |
| Tmf генерато­ра | «о, гц | Р, вт | Фл | Q о Q и | М-р, вт!2 | МА>  вт/сек1/2 |
| Аммиачный | 1,5-1010 | 1.10-ю | 5•10~6 | 5 | 50 | 6,7-105 |
| Рубидиевый  (Rb\*\*) | 4,3-Ю10 | О  Г  о | МО8 | 5 | 10Э0 | 1,9\*1О5 |
| Водородный | 8,9•109 | 1 • ю-12 | 2-Ю9 | 5 | 2000 | 4-103 |
| Кварцевый (5 Мгц) | 3,1 -107 | 1-10~6 | 2 • 10е | 5 | 2 ЛЮ | 1,4 ■ 104 |

280 **РАДИОСХЕМЫ квантовых стандартов ЧАСТОТЫ [гл. III**

Следует иметь в виду, что в этой таблице значение Р для рубидиевого генератора взято на 2 порядка меньшим, чем существующее в настоящее время, а параметр МА для кварцевого генератора взят большим за счет весьма силь­ной связи кварца со схемой. Этот выбор предпочтителен при работе кварцевого генератора в схемах автоподстройки квантовых стандартов частоты, когда кварцевый генератор должен обеспечивать хорошую кратковременную стабиль­ность (уходы частоты выбираются схемой автоподстройки). В автономных кварцевых стандартах частоты связь, а сле­довательно, и Ма должны выбираться малыми.

1. Если кварцевый генератор управляется квантовым генератором при помощи схемы фазовой автоподстройки, то при замкнутой схеме регулирования спектр частотных флуктуаций выходного сигнала описывается выражением

5- (со) = S- **(со):.-,** I, + (со) **.**■ ° \ **(14,19) <р\** / ф v ji-j-G(co) |2 1 ф v /сх \-\-G (со) 4 \* '

Здесь 5^ (со)кв — спектр частотных флуктуаций кварцевого генератора, 5^ (со)сх —спектр частотных флуктуаций схе­мы автоподстройки, складывающийся из спектра квантово­го генератора, спектра умножителя частоты, спектра синтезатора и смесителя. G (со) — коэффициент передачи схемы регулирования. Обычно выбирают

G(co) = —4со3 и

здесь со2 — частота среза, соответствующая той точке на кривой, изображающей величину а/со0 как функцию теку­щей частоты со, где спектр вида 1/ю кварцевого генератора пересекает спектр белого фазового шума квантового гене­ратора (см. рис. 14,1). Для водородного и кварцевого гене­ратора, характеристики которых приведены в таблице 14,1, со2 имеет значение порядка 30 гц (со — 200). В случае час­тотной подстройки кварцевого генератора по пассивному реперу преобразование его спектра схемой автоподстройки также .описывается выражением (14,19). При этом вид спектра (со)сх, естественно, должен учитывать особенно­сти схемы. Меняется также и коэффициент передачи схемы. Обычно используются схемы, коэффициент передачи

**§ 14] ФЛУКТУАЦИИ В СТАНДАРТАХ ЧАСТОТЫ 281**

которых равен

G = 1 + **гсо/со7 ’**

где со0 — среднее значение со в полосе пропускания схемы.

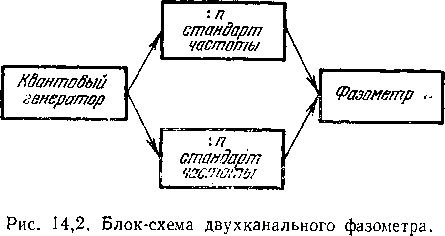
Задачей конструктора является оптимальный выбор схемы и ее параметров. Выбор в существенной мере зависит от конкретного назначения системы. В большинстве слу­чаев особое внимание должно быть уделено увеличению кратковременной стабильности кварцевого генератора и уменьшению собственных шумов схемы. С этой целью полез­но выбирать частоту кварца более высокой (уменьшение коэффициента умножения), применять рациональные схе­мы умножителей и малошумящие входные каскады.

Стабильность сигнала на выходе схемы преобразования частоты определяется не только формой, шириной и поло­жением эталонной линии, но и зависит от схемы преобразо­вания. Влияние схемы пребразования на стабильность сигнала определяется хаотической частотной и фазовой мо­дуляцией сигнала в различных блоках, захватом или затя­гиванием при случайном совпадении одной из комбина­ционных частот схемы преобразования и частоты квантово го тенератора. Для уменьшения опасности затягивания следует разносить рабочие частоты системы и частоту кван тового генератора, а также ставить развязку между гене­ратором и системой пребразования. Теоретический расчет флуктуаций в сложных схемах достаточно сложен, поэтому возникает необходимость в экспериментальной проверке суммарной нестабильности схем преобразования. При этом наиболее существенной характеристикой являются фазо­вые флуктуации выходного сигнала.

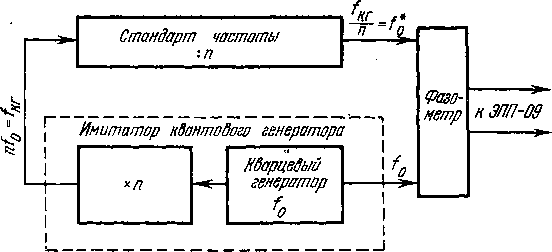
>5. Общепринятая двухканальная методика исследова­ния фазовых флуктуаций различных радиосхем иллюстри­руется рис. 14,2. Сигнал генератора подается одновременно на две схемы преобразования, выполненные возможно более идентичным образом. Затем оба выходных сигнала подают­ся на достаточно чувствительный самопишущий фазометр. Обработка записи фазометра позволяет получить необходи­мые флуктуационные характеристики исследуемой радио­схемы. Однако в случае квантовых стандартов частоты применение указанной методики затруднительно по двум причинам:

**282** РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. III

1. необходимо иметь две, довольно трудоемкие в изго­товлении и наладке, радиосхемы преобразования сигнала квантового генератора, в то время как для самого кванто­вого стандарта частоты нужна только одна схема;



1. на каждую схему, даже при условии идеального согла­сования, подается только половина мощности и без того, как правило, слабого сигнала квантового генератора.



**Рис. 14,3. Блок-схема одноканального фазометра с имитатором квантового генератора.**

Указанные недостатки несвойственны одноканальной ме­тодике исследования фазовых флуктуаций (рис. 14,3) ак­тивных квантовых стандартов частоты с помощью так называемого имитатора квантового генератора. Идея этого

ФЛУКТУАЦИИ В СТАНДАРТАХ ЧАСТОТЫ

283

метода основана на том, что любая радиосхема преобра­зования сигнала квантового генератора есть, по существу, делитель частоты с кратностью деления п, которая может быть как целым, так и дробным числом. Если взять вспо­могательный кварцевый генератор с частотой колебаний f0 и его сигнал после умножения в п раз подать на вход схемы преобразования, то на выходе схемы получится сигнал /о, отличающийся от исходного сигнала вспомо­гательного кварцевого генератора наличием фазовых флуктуаций за счет радиосхемы преобразования. Подав, так же как и при двухканальной методике, сигналы /п и f0 на фазометр, можно получить данные о влиянии радио­схемы на стабильность фазы и частоты выходного сигнала квантового стандарта.

При применении одноканальной схемы следует учиты­вать, что имитатор квантового генератора может вносить ошибки в измерение фазовых флуктуаций за счет флуктуа­ций в умножителе частоты и в кварцевом генераторе. Од­нако, как правило, эти ошибки очень малы, так как ум­ножитель частоты имитатора по своим параметрам обычно бывает близок к умножителю, входящему в состав схемы преобразования, т. е. их вклады в флуктуации примерно равны. Для уменьшения влияния кварцевого генератора на точность измерений необходимо, чтобы нестабильность его частоты была не больше определенной величины, которую можно найти из следующих простых соображений. Оче­видно, что наибольший набег фазы за счет нестабильности частоты имитатора кварцевого генератора будет проис­ходить в усилителе промежуточной частоты супергетеро- дчнного приемника схемы преобразования. Действитель­но, если дрейф частоты кварцевого, генератора равен 6КВ= = А/0//о»то Дрейф промежуточной частоты будет значи­тельно больше, а именно бупч = А/0\*«//упч. При /упч'~ ~ /0 это дает бУПч = я6кв.

Таким образом, стабильность частоты кварцевого ге­нератора должна быть такой, чтобы изменение промежу­точной частоты было много меньше полосы пропускания УПЧ. Повышать стабильность частоты кварцевого гене­ратора имеет смысл только до значения, определяемого стабильностью настройки контура УПЧ, что определяет

**284** РАДИОСХЕМЫ КВАНТОВЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ [ГЛ. III

требуемую стабильность частоты кварцевого генератора:

=ю'\*.

**/о /УПЧ**

Обычно п 103, т. е. ^^1СГ7.

*То*

При такой стабильности частоты имитатора квантового генератора его вклад в измеряемые флуктуации не превы­шает вклада от УПЧ самой схемы.

Экспериментальные измерения флуктуаций фазы в схеме с в.ычитанием ошибки и в схеме фазовой автоподстройки частоты показывают, что влияние схем преобразования на стабильность частоты выходного сигнала стандарта сказы­вается только в двенадцатом и тринадцатом знаке при из­мерении уходов частоты в течение нескольких минут. При более длинных временах измерения этот вклад становится еще меньше.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. **JI. Д. Л а н д а у, Е. М. JI и ф ш и ц, Квантовая механика, Физматгиз, 1963.**

**Д. И. Блохинцев, Основы квантовой механики, «Высшая школа», 1963.**

1. **Ч. Т а у н с, А. Ш а в л о в, Радиоспектроскопия, ИЛ, 1959.**
2. **Л. Д. Л а н д а у, Е. М. Л и ф ш и ц, Теория поля, Физматгиз, 1962. М. Борн, Оптика, Гос. научн.-техн. изд. Украины, Харь­ков — Киев, 1937.**
3. **В. М. Файн, Я. И. Хани н, Квантовая радиофизика, «Со­ветское радио», 1965.**
4. **Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 29, 249 (1955).**
5. **В. А. Фабрикант, Докторская диссертация, 1939.**
6. **С. Cohen-Tannoudji, Annales de Physique 7, 423 (1962).**
7. **В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, ИЛ, 1956.**
8. **Е. Кондон, Г. Шор тли, Теория атомных спектров, ИЛ, 1949.**
9. **F. A. F г а п z, Rev. Sci. Instr. 34 , 589 (1963).**
10. **М. А г d i t i, T. R. Carver, Phys. Rev. 124, 800 (1961).**
11. **D. К 1 e p p n e r, N. M. G о 1 d e n b e r g, N. F. R a m s e y, Phys. Rev. 126, 603 (1962).**
12. **J. О. H i r s с h f e 1 d e r, C. F. С u r t i s, R. В. В i r d, Mo­lecular Theory of ‘Gases and Liquids, New York, 1954.**
13. **L. W. A n d e r s e n, A. T. R a m s e y, Phys. Rev. 124, 1862 (1961).**
14. **M. A r d i t i, Annales de Physique 5, 973 (1960).**
15. **С. K. J e n, V. A. В owers, E. L. С о с h r a n, S. N. F o- 'ner, Phys. Rev. 126, 1749 (1962).**
16. **P. А. Житников, H. В. Колесников, В. И. Кося­ков, ЖЭТФ 43, 1186 (1962).**
17. **Н. М а г g е n a u, P. Fontana, L. К 1 е i n, Phys. Rev. 115, 87 (1959). Н. G. Robinson, Phys. Rev. 117, 1275 (1960).**
18. **G. А. С 1 a r k e, J. Chem. Phys. 36, 2211 (1962).**
19. **В. И. Бунимович, Флуктуационные процессы в радиоприем­ных устройствах, «Советское радио», 1951.**
20. **Р. Davidovits, R. Novick, Proc. IEEE 54, 155 (1966).**
21. **J. P. W i 11 k e, R. H. D i с k e, Phys. Rev. 103 , 630 (1956).**
22. **Г. С. Горелик, Радиотехника и электроника 1, 395 (1955).**
23. **Л. Д. Л а н д а у, Е. М. JI и ф ш и ц, Механика, Физматгиз, 1958.**

**286**

ЛИТЕРАТУРА

1. **А. Н. Ораевский, Молекулярные генераторы, «Наука», 1964.**
2. **А. Н. Ораевский, Радиотехника и электроника** 4, **718 (1959).**
3. **Н. Г. Б а с о в, А. М. П р о х о р о в, ДАН 101, 47 (1955).**
4. **К. S h i ш о d а, Т. С. W a n g, С. Н. Tow ne s, Phys. Rev. 102, 1308 (1956).**
5. **К- S h i ш о d a, J. Phys. Soc. Japan 12, 1006 (1957).**

**K. S h i m о d a, J. Phys. Soc. Japan 16, 1728 (1961).**

1. **S. J. C. S 1 a t e r, Rev. Mod. Phys.** 18, **441 (1946).**
2. **B.H. Морозов, A. H. Ораевский, Радиотехника и электроника** 14, **514 (1966).**
3. **Г. А. В а с н е в а и др., Радиотехника и электроника 2, 1300 (1957).**

**'В. В. Григорьянц, М. Е. Жаботинский, Радио­техника и электроника 6, 321 (1961).**

1. **Г. М. С т р а х о в с к и й, В. М. Т а т а р е н к о в, П. С. Ш у- м я ц к и й, Радиотехника и электроника** 11, **519 (1956).**
2. **Г. М. Страховский, А. Ф. Мухамедгалиева, Ра­диотехника и электроника** 11, **943 (1966).**
3. **Г. М. С т р а х о в с к и й, В. М. Т а т а р е н к о в, Изв. вузов, Радиофизика, 7, 994 (1964).**
4. **Г. Л. С у ч к и н, Радиотехника и электроника** 11, **856 (1966).**
5. **J. V a n i е г, R. V е s s о t, Appl. Phys. Letts** 4, **122 (1964).**
6. **H. E. P e t e r s, J. Holloway, А. С. В a g 1 e y, L. C. Cutler, Appl. Phys. Letts 6, 34 (1965).**
7. **H. E. Peters, P. Kartaschoff, Appl. Phys. Let. 6, 35 (1965).**
8. **P. В. А м б a p ц у м я н, H. Г. Басов, П. Г. Крюков,**

**' B.C. Летохов, Письма ЖЭТФ 3, 261 (1966).**

1. **В. С. Т р о и ц к и й, ЖТФ 32, 488 (1962).**
2. **Б. С. И в а н о в, В. С. Т р о и ц к и й, ЖТФ 33, 494 (1963).**
3. **А. Ф, Крупнов, Известия вузов, Радиофизика, 2, 648 (1959).**
4. **В. А. Щеглов, Известия вузов, Радиофизика,** 4 **, 648 (1961).**
5. **J. С. Н е 1 m е г, F. В. J а с о b u s' J. Appl. Phys.** 31, **458 (1960).**
6. **В. В. Г ригорьянц, М. Е. Жаботинский, Радио­техника и электроника 6, 175 (1961).**
7. **К. S h i m о d a, J. Phys. Soc. Japan 16, 2270 (1961).**
8. **B.B. Григорьянц, Ю. А. Мазуров, Радиотехника и электроника** 11, **152 (1966).**
9. **D. Marcuse, IRE Trans. Instr.** 11, **№ 3—4, 187 (1962).**
10. **H. Рамзей, Молекулярные пучки, ИЛ, 1960.**
11. **А. Ф. К р у п н о в, В. А. С к в о р ц о в, Известия вузов 6, 513 (1963).**
12. **В. Г о р д и, В. С м и т, Р. Т р а м б а р у л о, Радиоспектро­скопия, Гостехиздат, 1955.**
13. **R. F. V е s s о t, Н. Е. Р е t е г s, IRE Trans. Instr. 11, № 3—4, 183'(1962).**
14. **H. Г. Б а с о в, Г. М. С т р а х о в с к и й и др., Труды ФИАН 31, 139 (1965).**

ЛИТЕРАТУРА

287

1. **А. М. В о и с h i a t, Etude par pompage optique de la relaxation d’atoms de rubidium, Publ. Sci. et Techn. du Ministere de l’air, Pa­ris, 1965.**
2. **R. A. В e r n h e i m, J. Chem. Phys. 36, 135 (1962).**
3. **H. M. G о 1 d e n b e r g, D. К 1 e p p ne r, N. F. Ramsey, Phys. Rev. 123, 530 (1961).**
4. **L. Esse n, V. Congr. Intern, de Chronometrie, Ann. franp. Chro- nom. 1, 343 (1956). L. E ssen, J. V. L. P a r r y, Phil. Trans. Roy. Soc. London** A250, **45 (1957).**
5. **E. Зандберг, H. Ионов, УФН 57, 581 (1959).**
6. **V. E. К r u s e, N. F. R a m s e y, J. Math. Phys. 30, 40 (1961).**
7. **Ю. А. Д рягин, Известия вузов, Радиофизика, 1, 5 (1958).**
8. **Е. Зандберг, А.** Я. **Т о н т е г о д е, ЖТФ 35, 325, 1115 (1965).**
9. **Н. Г. Б а с о в, О. Н. Крохин, ЖЭТФ 39, 1777 (1960),**
10. **W. Е. Lamb, Jr., Phys. Rev. 134, A1429 (1964).**
11. **W. R. В e n n e t, Jr., P. J. К i n d 1 m a n n, Rev. Sci. Instr. 33, 601 (1952).**
12. **K. S h i m о d a, A. J a v a n, J. Appl. Phys. 36, 718 (1965).**
13. **H. S. Boyne et al., Appl. Phys. Letts 7, 62 (1965).**
14. **H. S ta tz et al., Bui. Am. Phys. Soc. 7, 195 (1962).**
15. **H. Г. Б а с о в, В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ** 2, **6 (1965).**
16. **А. Г. С м а г и н,' Прецизионные кварцевые резонаторы, «Стан­дарты», 1964.**
17. **М. Е. Ж а б о т и н с к и й, П. Е. Зильберман, Радио­техника и электроника 3, 276 (1958).**
18. **W. G. Cady, Phys. Rev. 17, 531 (1921).**
19. **М. Е. Ж а б о т и н с к и й, Радиотехника, № 3—4, 19 (1946).**
20. **М. Е. Ж а б о т и н с к и й, Д. A. JI и с и ч к и н, ДАН 95, 1197 (1954).**
21. **М. Peter, М. W. P. Strandberg, Proc. IRE 43, 669 (1955).**
22. **М. А. Айзерман, Теория автоматического регулирования, «Наука», 1966.**
23. **J. М. A n d е г s, D. J. Farmer, G. Т. I no и у е, IRE Trans. MTL-3, 178 (1959).**
24. **А. М. Бонч-Бруевич, Радиоэлектроника в эксперимен­тальной физике, «Наука», 1966.**
25. **И. JI. Берштейн, ДАН 68, 469 (1949).**
26. **Г. С. Г о р е л и к, Г. А. Елкин, Радиотехника и электро­ника** 2, **28 (1957).**
27. **А, И. Ч и к и н, ЖЭТФ** 42, **649 (1962).**
28. **L. S. C-u t 1 е г, С. L. S е а г 1 е, Proc. IEEE 54, 136 (1966).**
29. **И. М. Капчинский, Методы теории колебаний в радиотех­нике, Госэнергоиздат, 1954.**

**ОГЛАВЛЕНИЕ**

**Предисловие 3**

**Введение 5**

Глава I. Физические основы и теория квантовых стандартов

частоты 10

**§ 1. Энергетические уровни квантовых систем и их насе­ленности 10**

**§ 2. Поглощение и испускание фотонов атомами и моле­кулами 40**

**§ 3. Ширина и сдвиг частоты спектральных линий ... 53 § 4. Взаимодействие квантовой системы с электромагнит­ным полем 81**

**§ 5. Факторы, определяющие стабильность квантового**

**стандарта частоты 103**

л

Г лава II. Конструкции квантовых стандартов частоты. . . ИЗ

[**§ 6. Молекулярный генератор на аммиаке ИЗ**](#bookmark48)

**§ 7. Другие типы квантовых генераторов 157**

[**§ 8. Стандарты частоты с оптической накачкой 171**](#bookmark77)

[**§ 9. Стандарты частоты с пучками атомов 194**](#bookmark84)

[**§ 10. Стандарты частоты оптического диапазона 220**](#bookmark94)

Г лава III. Радиосхемы квантовых стандартов частоты . . . 232

**§ II. Постановка задачи 232**

**§ 12. Кварцевые генераторы 235**

[**§ 13. Методы преобразования частоты квантовых стан­дартов 256**](#bookmark116)

[**§ 14. Флуктуации в стандартах частоты и методы их ис­следования 269**](#bookmark127)

**Литература 285**

ЗА СТРАНИЦАМИ УЧЕБНИКА

sheba.spb.hu/za

**Хочу всё знать (теория)**

**Юный** ТЕХНИК (ПРАКТИКА) ДОМОВОДСТВО (УСЛОВИЯ)