

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭФФЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ МОЛЕКУЛЯРНЫХ
И АТОМНЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ****Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, А. Н. Орасовский,
Г. М. Страховский, Б. М. Чихачев**

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
I. Атомные и молекулярные эталоны частоты и времени	6
§ 1. Молекулярные и атомные генераторы	6
§ 2. Цезиевые стандарты частоты	14
§ 3. Другие эталоны частоты	17
§ 4. Стабилизация частоты	24
II. Применение высокостабильных эталонов частоты и времени для проверки общей и частной теории относительности	24
§ 1. Возможные схемы опытов по проверке общей теории относительности	24
§ 2. Опыты 1-го порядка по проверке специальной теории относительности	49
III. Применение атомных и молекулярных эталонов частоты для исследования космологических эффектов	53
Заключение	55
Приложение Вывод формулы для релятивистского красного смещения частоты спектральной линии	55
Цитированная литература	57

ВВЕДЕНИЕ

В течение последнего десятилетия достигнуты значительные успехи в создании высокостабильных молекулярных и атомных стандартов частоты (времени). В качестве репера частоты в таких стандартах служит собственная частота спектральной линии, и поэтому такие эталоны в отличие от кварцевых являются абсолютными и не нуждаются в постоянном контроле по астрономическим наблюдениям.

В настоящее время в качестве стандартов частоты используются главным образом два типа приборов: молекулярный генератор и цезиевый стандарт частоты. Стандарты частоты (времени), основанные на молекулярных генераторах, получили название молекулярных стандартов, а стандарты, использующие спектральные линии атомов цезия, — атомных.

Эти два типа приборов существенно различаются по принципу действия, конструкции и т. д., но с успехом конкурируют между собой, давая сравнимую точность частоты, которая в настоящее время имеет порядок $\sim 10^{-10}$.

Различные методы повышения точности таких стандартов позволяют разрабатывать стандарты частоты с точностью $10^{11} \div 10^{12}$ (см. ^{29,110}).

В самое последнее время группе физиков под руководством Н. Рамзея удалось создать высокостабильный атомный генератор на пучке атомов водорода ¹⁰¹ (излучаемая длина волны ~ 21 см).

Молекулярные генераторы являются автоколебательными системами, излучающими колебания высокой монохроматичности, в то время как цезиевые стандарты частоты являются лишь высокочастотными дискриминаторами и нуждаются в отдельном независимом, обычно кварцевом, генераторе. Поэтому молекулярные генераторы могут служить и в качестве источников, дающих весьма стабильную частоту. Вышеуказанная точность 10^{10} характеризует возможность настройки частоты генератора на частоту спектральной линии, т. е. абсолютную стабильность. В настоящее время построены молекулярные генераторы, в которых относительное изменение частоты за время 6 часов меньше 10^{-11} и составляет величину $10^{-13} - 10^{-14}$ за время порядка секунды ^{8,111}.

Высокая точность молекулярных и атомных стандартов позволила решить ряд важных физических и технических задач. Благодаря применению атомных и молекулярных приборов удается значительно повысить точность и чувствительность радиолокационных приборов ¹¹². Большие возможности открываются для служб частоты и времени. Выявилась возможность по-новому поставить вопрос об изучении движения небесных тел, так как астрономы получили в свое распоряжение часы, ход которых не связан с движением этих тел. Уже удалось обнаружить неравномерность вращения Земли и приступить к ее систематическому изучению. Начаты работы по сравнению «астрономических» часов с «атомными» и «молекулярными»

Большая точность измерения частот спектральных линий с помощью атомных и молекулярных приборов позволяет использовать их как радиоспектроскопы с очень высокой разрешающей силой. Это дает возможность точного измерения молекулярных и ядерных констант, весьма ценных для теории химической связи и ядерной физики.

С помощью молекулярных генераторов были проведены опыты по проверке теории относительности; в частности, при измерении релятивистских эффектов первого порядка с установкой типа Майкельсона удалось повысить точность примерно в 1000 раз по сравнению с оптическими измерениями. Предложен ряд различных методов измерения гравитационного сдвига частоты в общей теории относительности. Хотя в этой области за последнее время достигнуты значительные успехи благодаря использованию очень узких линий при ядерных распадах*), что позволило ¹ измерить гравитационный сдвиг частоты, предсказываемый общей теорией относительности, с точностью до 4%, измерения его не потеряли актуальности. На искусственных спутниках Земли и космических ракетах молекулярные приборы могут быть удалены от Земли на значительные расстояния; это позволит получить значительные гравитационные сдвиги частоты и провести измерения с более высокой степенью точности.

В настоящее время обсуждаются различные эффекты, связанные со строением Вселенной, которые могут быть измерены с помощью молекулярных и атомных приборов. Например, указывается, что можно ожи-

*) Мессбауэру ² удалось теоретически и экспериментально показать, что при некоторых условиях для ядер, помещенных в кристаллическую решетку, не происходит уширения спектральных линий за счет отдачи при испускании фотона, так как импульс отдачи воспринимается не ядром, а кристаллом как целым, и поэтому ширина спектральной линии в основном определяется временем жизни радиоактивного ядра. На опыте удалось получить спектральные линии с относительной шириной ^{1 2} $\sim 10^{-12} - 10^{-13}$

дать изменения скорости хода атомных часов относительно молекулярных часов, вследствие того что «расширение» Вселенной будет различным образом сказываться на физических константах, лежащих в основе работы атомных и молекулярных стандартов.

Изучается возможность исследования эффектов экранирования гравитационного поля^{3,100} с помощью атомных и молекулярных приборов.

При постановке опытов по измерению гравитационных эффектов с помощью атомных и молекулярных стандартов частоты на искусственных спутниках Земли или космических ракетах наибольшие трудности возникают из-за наличия Допплер-эффекта первого порядка, обусловленного движением спутника или ракеты, так как доплеровский сдвиг частоты первого порядка в 10^1 – 10^5 раз превосходит гравитационный сдвиг частоты. Был предложен ряд методов компенсации Допплер-эффекта первого порядка.

Использование этих методов делает реальной постановку опытов по установке молекулярных генераторов на спутниках для проверки с высокой точностью эффектов общей теории относительности. В работе⁴ предлагалось проводить не частотные измерения, а сравнивать достаточно большие интервалы времени, измеренные по часам на спутнике и на Земле. Однако такие опыты не позволяют полностью избавиться от Допплер-эффекта первого порядка, так как они требуют весьма точного знания координат в момент излучения спутником сигнала времени.

В работе⁵ предлагается для компенсации Допплер-эффекта первого порядка использовать передачу частоты с Земли на спутник и со спутника на Землю с соответствующим преобразованием частот на спутнике. Такая схема опыта одновременно позволяет избавиться от доплеровского сдвига частоты первого порядка и удвоить гравитационный сдвиг частоты. Трудности в практическом осуществлении таких схем состоят в том, что передача и прием происходят на близких частотах. Поэтому приходится прибегать к импульсному методу работы. Имеется возможность перейти на разные частоты, однако при этом усиливается влияние ионосферы.

Рассмотренная выше схема удвоения гравитационного сдвига при распространении сигнала от Земли к спутнику и обратно допускает обобщение: при многократном распространении сигнала гравитационный сдвиг может быть увеличен в n раз, где n — число путей, проходимых сигналом от Земли до спутника и от спутника до Земли. Многократное прохождение сигнала может быть использовано для опытов в земных условиях, когда один из генераторов установлен на поверхности Земли, а другой поднят на некоторую высоту. При этом необходимо, чтобы изменение частоты генератора за время измерения было меньше гравитационного сдвига, что обеспечивается высокой относительной стабильностью частоты молекулярных генераторов.

В настоящей статье дан обзор работ, посвященных возможным экспериментам с целью проверки общей теории относительности, некоторых вопросов частной теории относительности и космологических гипотез с помощью высокостабильных молекулярных и атомных стандартов частоты. В начале статьи приведен краткий обзор работ по молекулярным и атомным стандартам частоты и методам стабилизации генераторов радиоизлучения с помощью этих стандартов. Этот краткий обзор, в который включены как общие вопросы, связанные с принципиальными методами создания стандартов частоты, так и ряд конкретных схем, нашедших отражение в большом количестве отечественных и зарубежных работ, будет особенно полезен читателям — не специалистам в области квантовой радиофизики.

Различным теоретическим аспектам общей теории относительности посвящено немало работ. Подробное рассмотрение ряда эффектов общей теории относительности, возможность экспериментальной проверки которых обсуждается в настоящем обзоре, а также ряд новых интересных следствий, которые могут быть подвергнуты экспериментальному анализу, приведены, в частности, в статье В. Л. Гинзбурга⁶. Поэтому основное внимание в настоящей статье уделено не теоретическому рассмотрению релятивистских и гравитационных эффектов, а исследованию возможностей постановки различных опытов с целью экспериментального изучения этих эффектов, а также проверке некоторых космологических гипотез с помощью новых высокостабильных молекулярных и атомных стандартов частоты.

1. АТОМНЫЕ И МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ЭТАЛОНЫ ЧАСТОТЫ И ВРЕМЕНИ

§ 1. Молекулярные и атомные генераторы

Первый молекулярный генератор (м. г.) был осуществлен^{7,8} с использованием инверсионного спектра молекулы аммиака $N^{14}H_3$.

Аммиак является молекулой типа симметричного волчка и по форме подобен правильной пирамиде, в вершинах основания которой помещены ядра водорода, а в вершине пирамиды — ядро азота (рис. 1.) Чисто вращательный спектр аммиака лежит в субмиллиметровом диапазоне длин волн ($\lambda < 0,1$ мм). Особенностью спектра NH_3 является расщепление каждого вращательного уровня JK *) на два инверсионных подуровня (рис. 2), частоты перехода между которыми лежат в хорошо освоенном микроволновом диапазоне, а инверсионные линии имеют достаточно большую интенсивность. Именно эти два обстоятельства обусловили широкое использование аммиака для радиоспектроскопических исследований вообще и для создания молекулярного генератора в частности **).

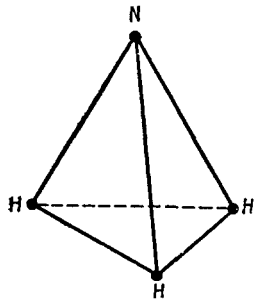


Рис. 1. Геометрическая структура молекулы аммиака.

В основе работы м. г. лежит принцип индуцированного излучения возбужденных молекул⁹.

Обычно в м. г. используются молекулярные пучки⁹, хотя возможны и беспучковые системы¹⁰. Применение молекулярных пучков позволяет решить две задачи: с помощью молекулярного пучка может быть получена достаточно узкая спектральная линия излучения; это, как будет видно из дальнейшего, весьма важно для получения высокой стабильности частоты как м. г., так и цезиевого стандарта; молекулярный пучок делает возможным сортировку молекул по энергетическим состояниям и получение возбужденных молекул с помощью неоднородного статического электрического или магнитного поля.

Устройство м. г. на пучке молекул аммиака показано на рис. 3,а. Источником молекулярного пучка служит небольшая полость, в одну из стенок которой вставлена «решетка» с мелкими отверстиями, изготовленная из фольги. В м. г., разработанном в ФИАН⁸, применялась решетка с отношением общей площади отверстий к общей площади фольги в $1/4$ и диаметром отверстий $0,05$ см. Возможны и другие источники молекулярного пучка^{11,12}. В частности, для получения узконаправленных пучков применяются каналы, отношение длины которых L к их диаметру D больше 1.

*) Квантовое число J характеризует вращательный момент молекулы; K — проекция вращательного момента на ось симметрии молекулы.

***) Более подробные сведения о строении молекулы NH_3 и ее спектре можно найти в монографиях по радиоспектроскопии^{104, 105}.

Для получения пучка возбужденных молекул применяется сортировка молекул аммиака в неоднородном электрическом поле. В основу ее положено то обстоятельство, что энергия молекулы аммиака, находящейся на верхнем инверсионном уровне, в электрическом поле возрастает, а энергия молекулы, находящейся на нижнем инверсионном уровне, в электрическом поле уменьшается. Поэтому на молекулы, пролетающие через конденсатор и находящиеся на верхнем инверсионном уровне, действует сила, направленная в минимум электрического поля, а сила, действующая на молекулы, находящиеся на нижнем инверсионном поле,

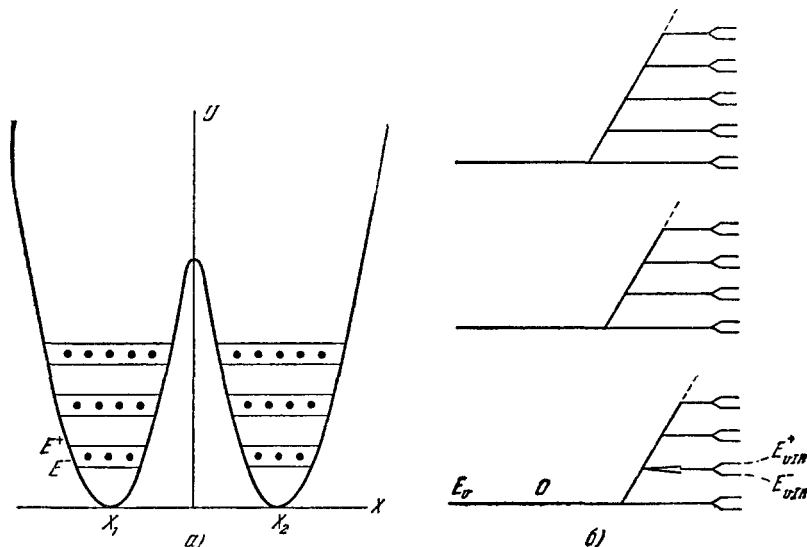


Рис. 2. а) Зависимость потенциальной энергии U молекулы аммиака NH_3 от расстояния (X) между атомом азота и плоскостью, проходящей через атомы водорода, и схема инверсионных уровней энергии неврещающейся молекулы: E^+ — верхний инверсионный уровень, E^- — нижний инверсионный уровень, X_1 и X_2 — координаты двух равновесных конфигураций молекулы. Инверсионные уровни энергии аммиака добавляются к вращательным уровням и зависят от вращательных квантовых чисел J и K . б) Схема уровней энергии молекулы NH_3 . К каждому колебательному уровню энергии E_0 добавляется бесконечное число уровней, обусловленных вращением E_{JK} . Последние в свою очередь расщеплены на два инверсионных: E_{JK}^+ — верхний уровень и E_{JK}^- — нижний уровень.

направлена в максимум электрического поля. Таким образом, создавая неоднородное электрическое поле, можно разделить молекулы, находящиеся на верхнем и нижнем инверсионных уровнях. Обычно для этой цели используется квадрупольный конденсатор ^{7,8,13}, электрическое поле в котором равно нулю на оси и возрастает по мере удаления от оси, что обуславливает фокусировку молекул аммиака, находящихся на верхнем инверсионном уровне энергии.

Наряду с квадрупольным конденсатором для сортировки молекул по состояниям могут применяться и другие системы с неоднородным электрическим полем ^{14,15}. Описанная в работе ¹⁵ система соосных колец («кольцевой конденсатор») с успехом конкурирует с квадрупольным конденсатором.

Излучение молекул в молекулярном генераторе происходит в металлическом резонаторе, пролетая через который, молекулы отдают свою энергию, переходя с возбужденного уровня на более низкий. Переходы молекул происходят под действием поля, запасенного в резонаторе в

результате излучения энергии предыдущими молекулами. Таким образом, в м. г. обратная связь, необходимая для любой автоколебательной системы, осуществляется через запасенную в резонаторе энергию поля. Нелинейность, ограничивающая нарастание колебаний в резонаторе, обуславливается эффектом насыщения, теория которого была дана в работах ^{16,17}.

Собственная частота резонатора для улучшения условия самовозбуждения и для получения максимальной абсолютной стабильности должна настраиваться на частоту излучения молекул. Частота резонатора определяется его геометрическими размерами и типом колебаний, возбуждаемым в нем ¹⁸. Наиболее употребителен тип E_{010} ^{8, 19}. Выбор этого типа

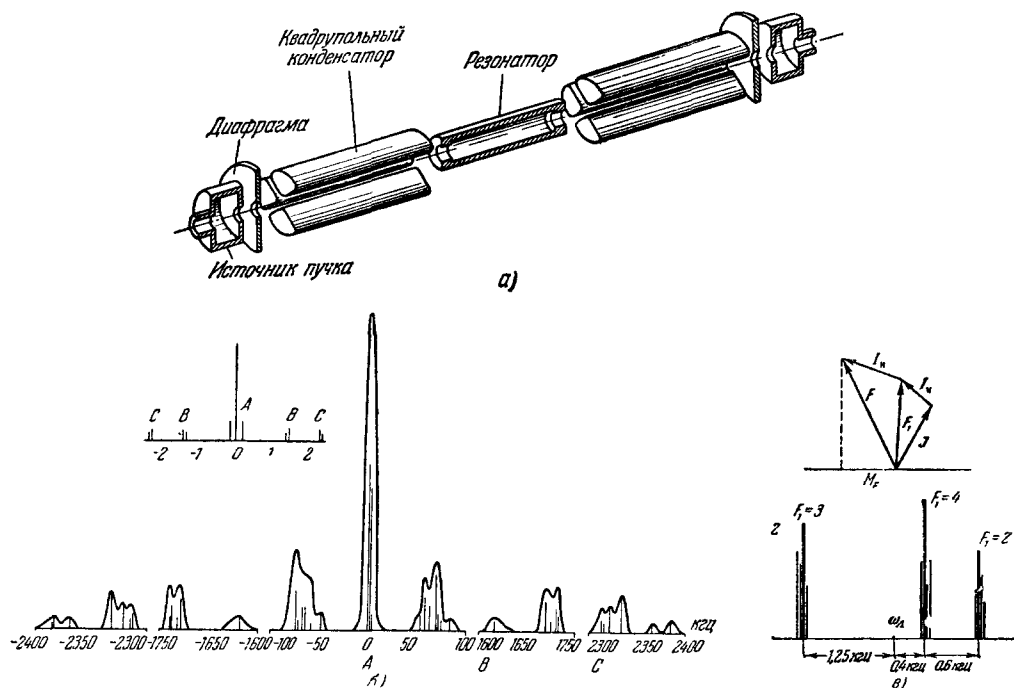


Рис. 3. а) Схематическое устройство двухпучкового молекулярного генератора. б) Структура спектральной линии аммиака $J=3, K=3$. в) Структура центральной линии $J=3, K=3, \Delta F_1 = \Delta F = 0$ ^{8, 26}.

обусловлен тем, что электрическое поле, соответствующее волне E_{010} , однородно по длине резонатора, и, следовательно, в поле такой волны будет отсутствовать доплеровское уширение спектральной линии, если пучок влетающих молекул параллелен оси резонатора ⁹. Наличие небольшого углового раствора в реальном пучке молекул приводит к доплеровскому уширению спектральной линии, но при возбуждении в резонаторе колебаний типа E_{010} оно невелико. Например, при угловом растворе пучка в 10° относительная доплеровская ширина линии $\frac{\Delta \nu_{\text{доп}}}{\nu}$ порядка 10^{-7} .

Можно использовать ⁷ для возбуждения колебаний в м. г. и другой тип $-H_{011}$, поле в котором неоднородно по длине резонатора. В таком случае диаметр резонатора должен быть близким к критическому, с тем чтобы неоднородность поля вдоль резонатора была незначительной и вызываемое ею доплеровское уширение спектральной линии не превосходило ширины, обусловленной конечным временем пролета молекул через резонатор.

Получение молекулярного пучка требует высокого вакуума: $\sim 10^{-6}$ мм рт. ст.

Основной характеристикой молекулярного генератора как эталона времени (частоты) является стабильность частоты его колебаний. Поэтому исследование зависимости частоты м. г. от параметров установки является важным моментом в создании высокостабильной установки.

Уже в первых работах по теории молекулярного генератора была выяснена зависимость частоты колебаний м. г. от собственной частоты резонатора, его добротности и добротности спектральной линии. Расчеты, которые проводились в предположении, что 1) резонатор можно заменить контуром с сосредоточенными параметрами, 2) линия излучения имеет лоренцеву форму (что соответствует распределению молекул по временам пролета через резонатор $\frac{1}{\tau} e^{-\tau/\bar{\tau}}$), дают следующую формулу для частоты колебаний м. г. ^{20, 21, 22}:

$$\nu = \nu_{\Lambda} \left[1 - \frac{\nu_{\Lambda} - \nu_0}{\nu_{\Lambda}} \frac{Q}{Q_{\Lambda}} \right], \quad (1,1)$$

где ν_{Λ} — частота спектральной линии, ν_0 — собственная частота резонатора, Q — добротность резонатора, Q_{Λ} — добротность спектральной линии.

Из формулы (1,1) видно, что чем меньше ширина спектральной линии $\Delta\nu = \frac{\nu_{\Lambda}}{Q_{\Lambda}}$, тем лучше совпадение частоты колебаний м. г. с частотой спектральной линии.

Однако формула (1,1) годится для расчета частоты колебаний м. г. лишь с точностью порядка 10^{-5} . Для получения большей точности необходим учет ряда эффектов, которыми пренебрегалось в модели, использованной в работах ²⁰⁻²².

При выводе формулы (1,1) для частоты колебаний м. г. предполагалось, что переходы происходят между двумя энергетическими уровнями, так что линия излучения состоит из одной компоненты определенной частоты. Обычно используемая в м. г. линия инверсионного спектра $N^{14}N_3$, $J=3$, $K=3$, обладает богатой сверхтонкой структурой, обусловленной электрическими и магнитными взаимодействиями в молекуле ²³. Наиболее сильное из них — электрическое квадрупольное взаимодействие ядра азота с молекулярным полем ²⁴, константа связи которого равна 4 Мгц. Взаимодействия магнитного типа более слабые: константа связи по порядку величины равна $25 \div 100$ кГц. К этим взаимодействиям относятся спин-спиновое взаимодействие ядер водорода между собой, с ядром азота и магнитным полем молекулы, обусловленным вращением последней.

Благодаря сверхтонким взаимодействиям линии инверсионного спектра аммиака $N^{14}N_3$ (в том числе и линия $J=3$, $K=3$) оказываются расщепленными на ряд компонент соответственно различным квантовым числам $I_{\Lambda}, I_N, K, F_1, F^*$, которые характеризуют уровни энергии молекулы с учетом сверхтонких взаимодействий ²³. Поэтому, строго говоря, для характеристики энергетического перехода, кроме чисел J и K , необходимо указывать изменение чисел F_1 и F .

В м. г. используется наиболее интенсивная компонента инверсионного перехода $J=3$, $K=3$, диагональная по квантовым числам F_1 и F : $\Delta F_1=0$, $\Delta F=0$. Если бы константы связи сверхтонких взаимодействий были одинаковы для верхнего и нижнего инверсионных уровней, линия $\Delta F_1=0$, $\Delta F=0$ состояла бы лишь из одной компоненты. Как показано

*) $F_1 = I_N + J$, $F = F_1 + I_H$, где I_N — вектор спина ядра азота, I_H — вектор суммарного спина ядер водорода, J — вращательный момент молекулы.

в работе²⁴, эти константы различны для верхнего и нижнего инверсионных уровней, что приводит к расщеплению линии $J=3$, $K=3$, $\Delta F_1=0$, $\Delta F=0$ на двенадцать компонент соответственно двенадцати возможным значениям квантовых чисел F_1 и F при $J=3$ (рис. 3, б). Эти компоненты при обычных ширинах линии не разрешаются и участвуют в излучении как единая спектральная линия. Положение вершины (частоты) такой линии зависит от соотношения между интенсивностями отдельных компонент и их частотами. В газообразном состоянии интенсивности компонент определяются тепловым распределением молекул по энергетическим уровням. В пучке отсортированных молекул соотношение между интенсивностями компонент меняется вследствие того, что различные компоненты сортируются по-разному и вершина спектральной линии в пучке отсортированных молекул сдвигается по отношению к вершине спектральной линии в газе^{19, 24}. Этот сдвиг не является постоянной величиной, а зависит от напряжения на сортирующей системе²⁵, так как соотношение между интенсивностями компонент меняется при изменении напряжения. Кроме того, различные компоненты имеют разные значения матричных элементов дипольного момента и эффект насыщения достигается при различных значениях поля в резонаторе, что приводит к зависимости частоты колебаний м. г. от величины поля в резонаторе, т. е. в конечном счете, к зависимости от интенсивности молекулярного пучка.

Представление резонатора в виде колебательного контура с сосредоточенными параметрами, которое использовалось при выводе формулы (1, 1), не учитывает распространения электромагнитной энергии вдоль резонатора. При пролете резонатора молекулы излучают неравномерно, так как вероятность излучения зависит от времени пребывания молекул в резонаторе. Из-за неравномерности излучения молекул возникает волна, переносящая энергию вдоль резонатора, которая вызывает доплеровское смещение частоты спектральной линии даже в том случае, если резонатор настроен на тип колебаний $E_{n,0}$ ²¹. Величина и знак этого смещения зависят от интенсивности пучка активных молекул. При малой интенсивности пучка (слабое насыщение) излучение энергии молекулами происходит, в основном, при вылете молекул из резонатора, в силу чего поток электромагнитной энергии направлен против скорости движения молекул, уменьшая частоту колебаний м. г. При большой интенсивности пучка активных молекул (большое насыщение) излучение происходит преимущественно в первые моменты времени пребывания молекул в резонаторе, благодаря чему поток энергии направлен в сторону движения молекул, увеличивая частоту м. г. Этот сдвиг частоты колебаний м. г. может быть в значительной степени уменьшен, если пропускать через резонатор два одинаковых встречных пучка и отводить мощность от м. г. точно посередине резонатора²¹.

Как отмечалось выше, в м. г. существенную роль играет эффект насыщения, который при наблюдении линии излучения (или поглощения) дает вклад в ширину спектральной линии. При распределении молекул по временам пролета согласно закону $\frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}$ фактор насыщения $a = \frac{d^2 \delta^2}{I^2}$ и квадрат ширины спектральной линии $\Delta \nu_{\text{прол}}$, обусловленной временем пролета, входят в выражение для квадрата суммарной ширины линии аддитивно:

$$\Delta \nu_{\text{сумм}} = \left[(\Delta \nu_{\text{прол}})^2 + \frac{d^2 \delta^2}{I^2} \right]^{1/2}. \quad (1,2)$$

В этом случае частота колебаний м. г. не зависит от параметра насыщения. Реальное же распределение молекул по временам пролета в отсор-

тированном молекулярном пучке отличается от распределения $\frac{1}{\tau} e^{-\tau/\tau}$ и зависит от напряжения на сортирующей системе^{25, 26}. Форма линии для такого распределения не лоренцева, а квадраты ширин линии, обусловленные временем и эффектом насыщения, входят в выражение для квадрата суммарной ширины линии неаддитивно. Все эти обстоятельства приводят к зависимости эффективной ширины линии, входящей в выражение для частоты колебаний м. г., от параметра насыщения a , или, что то же самое, интенсивности пучка молекул и напряжения на сортирующей системе.

Имеется еще ряд эффектов, от которых зависит частота колебаний м. г. Однако влияние их на частоту м. г. значительно меньше, чем влияние перечисленных выше эффектов, и не превосходит $10^{-11}\nu_{\Lambda}$.

Расчет частоты колебаний м. г., проведенный с учетом рассмотренных эффектов²⁶, дает следующее выражение для ν :

$$\nu = \nu_{\Lambda} \left[1 - \frac{\nu_{\Lambda} - \nu_0}{\nu_{\Lambda}} \frac{Q}{Q_{\Lambda}} G(U, a) + \Delta_1(U, a) + \Delta_2(U, a) \right]. \quad (1,3)$$

Функция $G(U, a)$ описывает зависимость эффективной добротности линии от напряжения на сортирующей системе U и интенсивности молекулярного пучка (через параметр насыщения a); $\Delta_1(U, a)$ и $\Delta_2(U, a)$ — аддитивные добавки к частоте колебаний м. г., обусловленные наличием неразрешенных компонент сверхтонкой структуры и эффекта бегущей волны соответственно; $Q_{\Lambda} = \nu_{\Lambda} \frac{l}{(kT/m)^{1/2}}$, l — длина резонатора, m — масса молекулы, T — температура в источнике молекулярного пучка, ν_{Λ} — частота инверсионного перехода при пренебрежении сверхтонкой структурой.

В работе²⁶ приведены графики функций $G(U, a)$ и $\Delta_1(U, a)$. Сдвиг частоты из-за эффекта бегущей волны $\Delta_2(U, a)$ рассчитывался в работах^{21, 27} для моноскоростного пучка молекул. Значения функций Δ_1 и Δ_2 в зависимости от напряжения на сортирующей системе и интенсивности молекулярного пучка могут изменяться в пределах $5 \cdot 10^9 \nu_{\Lambda}$. Если $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$, то зависимость частоты м. г. от различных параметров, влияющих на частоту через функцию $G(U, a)$, можно значительно уменьшить достаточно точной настройкой частоты резонатора на частоту спектральной линии. Однако получение высокой абсолютной стабильности частоты *) весьма затруднено присутствием сильно изменяющихся аддитивных членов Δ_1 и Δ_2 , влияние которых на частоту м. г. достаточно велико и не может быть уменьшено настройкой частоты резонатора ν_0 на частоту спектральной линии ν_{Λ} . Поэтому для получения высокостабильных м. г. необходимо устранить эффект бегущей волны и влияние компонент сверхтонкой структуры. Как было отмечено выше, эффект бегущей волны может быть в значительной степени скомпенсирован применением двух одинаковых встречных пучков. Влияние компонент сверхтонкой структуры может быть радикально устранено использованием линии, не обладающей сверхтонкой структурой.

Линия инверсионного перехода $J = 3, K = 2$ в $N^{14}H_3$ и инверсионные линии $N^{15}H_3$ не обладают квадрупольной сверхтонкой структурой. Наличие же магнитных компонент, имеющих место и в этих линиях, изменяет частоту колебаний м. г. незначительно: $< 10^{-11}$. Поэтому указанные линии могут быть с успехом применены для создания молекулярного генератора

*) Абсолютная стабильность определяется той точностью, с которой можно настроить частоту двух независимых генераторов на частоту спектральной линии. Относительная стабильность определяется точностью, с которой сохраняется разностная частота двух генераторов за определенный промежуток времени.

с высокой стабильностью*). В работе²⁶ с помощью м. г., имеющего два одинаковых встречных пучка молекул и использующего для возбуждения колебаний линии $J=3$, $K=2$ $N^{14}H_3$, настройкой частоты резонатора на частоту спектральной линии путем модуляции давления в источнике молекулярного пучка удалось получить абсолютную стабильность частоты 10^{-10} .

Как сообщалось в статье²⁷, стабильность того же порядка (10^{-10}) можно получить с помощью генератора, имеющего лишь один пучок (линия $J=3$, $K=2$). Для этого необходимо точно определять параметры молекулярного генератора и путем расчета вводить поправку на сдвиг частоты из-за эффекта бегущей волны.

Получение достаточно хорошей относительной стабильности частоты м. г. тесно связано главным образом с температурной стабилизацией резонатора. Для получения относительной стабильности частоты 10^{-11} за длительное время (несколько часов) температуру инварового**) резонатора необходимо поддерживать с точностью до нескольких сотых градуса; требуется также высокая стабильность и других параметров генератора: давления в источнике молекулярного пучка, напряжения на сортирующей системе и т. д., хотя при хорошей настройке частоты резонатора на частоту спектральной линии зависимость частоты м. г. от этих параметров менее сильная, чем зависимость от температуры резонатора. В настоящее время в литературе имеются сообщения о создании генераторов с относительной стабильностью частоты 10^{-11} за 6 часов²⁸. За короткие промежутки времени, порядка нескольких секунд, когда параметры генератора меняются незначительно, изменение частоты составляет 10^{-13} : 10^{-14} (см.¹¹¹).

Дальнейшее повышение стабильности частоты м. г. связано с возможностью получения узких, но еще достаточно интенсивных спектральных линий. В работе²⁹ предложено использовать для этой цели пучки медленных молекул, т. е. таких молекул, средняя скорость которых значительно меньше средней тепловой скорости при комнатной температуре. В этой же работе рассмотрены методы получения пучков медленных молекул и показано, что путем применения таких пучков вполне реально повышение абсолютной стабильности частоты м. г. до 10^{-12} .

В настоящее время осуществлен генератор на пучке атомов водорода, обладающий весьма высокой стабильностью частоты¹⁰¹. Исходная ширина линии индуцированного излучения приблизительно равна 1 *гц*. В этом генераторе использованы магнитные дипольные переходы между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния ($1^2S_{1,2}$) атомов водорода¹⁰¹. Структура уровней атома водорода и изменение энергии уровней в магнитном поле показаны на рис. 4, а³².

До последнего времени не представлялось возможным использовать атомные пучки для генерации микрорадиоволн вследствие малости матричного элемента магнитного дипольного момента. Однако при достаточно длительном времени взаимодействия отсортированного по энергиям пучка атомов с **полем** излучения в резонаторе удастся выполнить условия самовозбуждения генератора и при дипольном магнитном взаимодействии.

Увеличение времени взаимодействия атомов с радиочастотным полем было достигнуто применением накопительного объема, предложенного

*) Недостатком линии $3-2$ $N^{14}H_3$ является сравнительно малая интенсивность. Коэффициент самовозбуждения для линии $3-2$ в генераторах одинаковой конструкции в $10-12$ раз меньше, чем для линии $3-3$. Применяя $N^{15}H_3$, можно использовать сильную линию $3-3$.

**) Несколько лучшие результаты можно получить, используя кварцевые резонаторы, описание которых содержится в работе⁵⁹.

Н. Рамзеем¹⁰¹⁻¹⁰². Им было показано, что если пучок атомов с поляризованными ядрами попадает в сосуд, стенки которого имеют соответствующее покрытие (для атомов водорода — тонкий слой парафина), то атомы могут претерпеть несколько тысяч отражений от стенок и при этом ориентация моментов их ядер не изменится. Время пребывания атомов в таком сосуде может достигать ~ 1 сек, и если этот сосуд помещен в резонатор, настроенный на частоту перехода между атомными энергетическими подуровнями, то при столь длительном взаимодействии с электромагнитным полем такая система будет работать как генератор.

Схема такого генератора приведена на рис. 4, б. Пучок атомов водорода, получаемый с помощью газоразрядного источника Вуда³², проходит через шестиполюсный магнит, в котором осуществляется сортировка атомов по энергетическим состояниям. Неоднородное поле такого магнита

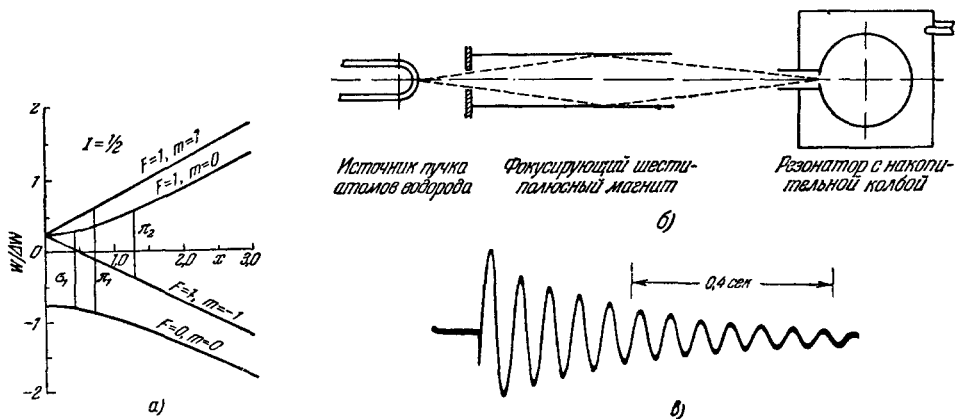


Рис. 4. а) Изменение подуровней сверхтонкой структуры в магнитном поле. б) Схема устройства генератора на пучке атомов водорода. в) Затухание биений индуцированного излучения пучка атомов водорода.

фокусирует пучок атомов водорода в состояниях $F=1, m=0$ и $F=1, m=1$ на входное отверстие кварцевой колбы, покрытой внутри тонким слоем тугоплавкого парафина. Колба имеет диаметр около 150 мм и отверстие диаметром 2 мм. Эта колба помещена в резонатор с типом колебаний H_{011} , настроенный на частоту 1420,405 МГц, которая соответствует переходу ($F=1, m=0 \rightarrow F=0, m=0$). Атомы при достаточно хорошем вакууме могут иметь до 10^4 соударений со стенками, покрытыми парафином, не испытывая при этом сильных возмущений, и затем покидают колбу, вылетая через входное отверстие. Время пребывания в колбе поляризованных атомов составляет около 0,3 сек. При добротности резонатора $Q=60\ 000$ и таком времени пребывания атомов в колбе для самовозбуждения генератора минимальный поток атомов составляет $4 \cdot 10^{12}$ атом/сек. При этом в резонаторе создается мощность излучения 10^{-12} вт. Выходная мощность генератора значительно меньше из-за слабой связи резонатора с приемником излучения. Ширина линии индуцированного излучения 1 гц. Выходной сигнал этого генератора смешивался с частотой 1450 МГц, получаемой от «атомхрона», усиливался на промежуточной частоте 29,595 МГц. После второго смешения с частотой кварцевого генератора и детектирования этот сигнал наблюдался на осциллографе.

Если условие самовозбуждения генератора не выполнено, то, подавая в резонатор вспомогательный сигнал «подсветки», можно наблюдать индуцированное излучение атомов водорода. Условие самовозбуждения нарушалось уменьшением времени пребывания атомов в колбе при

увеличении диаметра входного отверстия или уменьшением интенсивности пучка атомов, а также снижением добротности резонатора при большем отборе мощности.

Вспомогательное радиоизлучение от внешнего радиогенератора при этом подавалось в резонатор через вторую петлю связи, не показанную на рисунке. В этом случае генератор работал как радиоспектроскоп. Если вспомогательное радиоизлучение («подсветка») подавалось в недовозбужденный генератор в виде импульса соответствующей мощности, то после выключения импульса атомы в колбе продолжали излучать и такое индуцированное излучение также наблюдалось на осциллографе (см. рис. 4, в). Амплитуда сигнала затухала с постоянной времени 0,4 сек, которая равна среднему времени пребывания атомов в колбе.

Эта работа представляет собой первое успешное осуществление принципа накопительного объема, использующего увеличение времени взаимодействия частиц с полем излучения, предложенного ранее Дикке³⁸. Такой генератор и спектроскоп может быть применен для многих весьма тонких физических исследований. В частности, он, по-видимому, даст возможность определить сверхтонкое расщепление для изотопов водорода со значительно большей точностью, чем это было возможно до сих пор.

В качестве стандарта времени и частоты такой генератор будет иметь гораздо большую стабильность (10^{-12} и выше¹⁰³), чем любой другой генератор, предложенный ранее.

§ 2. Цезиевые стандарты частоты

Цезиевые стандарты частоты основаны на использовании узкой линии в спектре пучка атомов цезия³⁰⁻³². В отличие от м. г. узкая линия в пучке атомов цезия служит не для возбуждения колебаний в резонаторе, а является частотным дискриминатором с высокой добротностью. С помощью такого дискриминатора стабилизируется частота кварцевого генератора. Если кварцевый генератор обладает большой относительной стабильностью частоты, то нет необходимости непрерывно контролировать последнюю; в этом случае достаточно время от времени вводить поправку с помощью линии цезия на уход частоты кварцевого генератора из-за «старения» кварца.

Устройство цезиевого стандарта частоты следующее (рис. 5).

Пучок атомов цезия пропускается через неоднородное магнитное поле. В силу различия траекторий атомов, находящихся в различных состояниях, с помощью диафрагм удается получить пучок атомов, находящихся в определенном состоянии. Обычно для стандарта частоты используется пучок атомов, находящихся в состоянии $F=4$, $m=0$.

Пропуская этот атомарный пучок через резонатор, с помощью высокочастотного поля, поступающего в резонатор, вызывают индуцированные переходы атомов цезия из состояния $F=4$, $m=0$ в состояние $F=3$, $m=0$.

Частота этого перехода ~ 9000 Мгц (точнее, 9192,632 Мгц)³³. По вылете из резонатора пучок снова попадает в неоднородное магнитное поле, в котором атомы, перешедшие в состояние $F=3$, $m=0$, с помощью диафрагм отделяются от атомов, оставшихся в первоначальном состоянии $F=4$, $m=0$.

Для атомов щелочных металлов в экспериментах с молекулярными пучками используются высокочувствительные детекторы, основанные на поверхностной ионизации³². Поэтому даже при небольших интенсивностях молекулярного пучка ($\sim 10^6$ атом/сек) удается получить инди-

кацию с большим отношением сигнала к шуму. Отношение сигнала к шуму определяется остаточным газом в вакуумном баллоне, в силу чего для повышения чувствительности используется детектор с масс-спектрометром и электронным множителем.

Индикация резонанса производится двояким способом: а) либо измеряется с помощью детектора интенсивность пучка атомов, перешедших в состояние $F=3, m=0$, б) либо с помощью детектора регистрируется уменьшение в пучке числа атомов, находящихся в первоначальном состоянии $F=4, m=0$. Так как с уменьшением разности между частотой перехода и частотой поля в резонаторе вероятность перехода возрастает, то резонансная частота фиксируется по максимуму числа попадающих

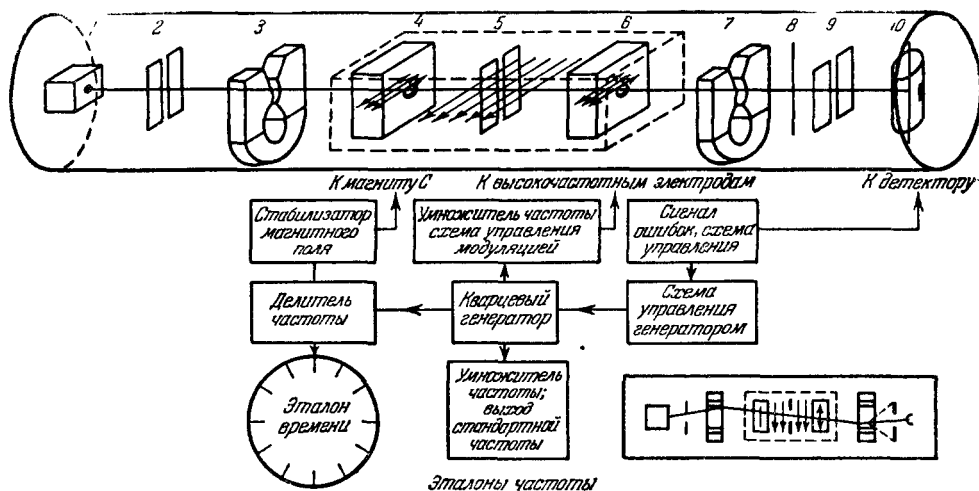


Рис. 5. Схема предлагаемого устройства атомных часов ³².

1 — печь; 2 — передняя щель; 3 — отклоняющий магнит А; 4 — высокочастотное магнитное поле; 5 — коллимирующая щель; 6 — высокочастотное магнитное поле, 7 — отклоняющий магнит В; 8 — нить-заслонка; 9 — изображение щели, 10 — детектор. Размеры бака: длина 1,5 м, диаметр 30,5 см. Длина пучка 1,22 м. Штрихами обозначена область постоянного магнитного поля С. Справа внизу приведен вид прибора сверху. Показана траектория пучка, видна фокусировка.

на детектор атомов в случае а) и по минимуму числа попадающих атомов — в случае б). Точность определения резонансной частоты зависит от ширины спектральной линии и тем выше, чем уже линия. Использование перехода $F=4, m=0 \rightarrow F=3, m=0$ вызвано тем, что этот переход является «немагнитным», т. е. частота его почти не зависит от внешнего магнитного поля, так как проекция магнитного момента на внешнее поле H равна нулю. Однако слабая зависимость все же имеется, так что ³³

$$\nu = (9\,132,6133 + 0,000427 H^2) \cdot 10^9 \text{ гц.} \quad (1,4)$$

Для получения узкой спектральной линии в цезиевом стандарте частоты используется метод двух разнесенных в пространстве (по связанности между собой волноводом) резонаторов, предложенный Рамзеем ³⁴.

Известно, что с увеличением времени пролета через резонатор τ ширина линии $\Delta\nu$ сужается: $\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau}$, однако неоднородность внешних магнитных полей на больших пролетных расстояниях возрастает, а так как частота перехода $4,0 - 3,0$ в цезии зависит от внешнего магнитного поля (см.(1,4)), то возрастание неоднородности внешнего поля с увеличением длины резонатора приведет к увеличению эффективной ширины линии, несмотря на то, что пролетная ширина линии уменьшится. Два простран-

ственно разделенных резонатора, каждый из которых имеет небольшую длину, устраняют уширение линии из-за неоднородности внешнего магнитного поля, так как неоднородность поля между резонаторами не играет роли, ибо в момент пролета между резонаторами молекулы не излучают. В то же время для молекул, которые покидают первый резонатор и влетают во второй при одинаковой фазе действующего на них резонансного излучения, эффективное время равно $\tau_1 + \tau_0 + \tau_2$, где τ_1 и τ_2 — времена пролета через первый и второй резонатор соответственно и τ_0 — время пролета между резонаторами.

Если τ_0 достаточно велико *), то даже при малых τ_1 и τ_2 удастся таким способом получить очень узкую спектральную линию (~ 100 гц). Так как фаза поля в системе связанных резонаторов зависит от частоты, то максимум наблюдаемой линии будет зависеть от разности фаз поля в резонаторах. Этот нежелательный эффект устраняется симметрированием наблюдаемой спектральной линии, так как при симметричной линии вершина ее совпадает с частотой энергетического перехода, используемого в установке.

В настоящее время в цезиевой установке с двумя отдельными резонаторами удалось получить³⁵ абсолютную стабильность частоты $\pm 1.5 \cdot 10^{-10}$.

Приведенные цифры показывают, что абсолютная стабильность частоты как цезиевого стандарта, так и стандарта, использующего м. г., имеют одинаковый порядок.

Дальнейшее повышение стабильности цезиевых стандартов частоты так же, как и частоты м. г., связано с получением более узких спектральных линий.

С целью сужения спектральной линии Захарис рассматривал возможность замедления атомов цезия в гравитационном поле Земли^{34,36}. Однако с помощью такого метода не удастся получить пучок атомов цезия достаточной интенсивности.

Рамзей предложил увеличить время пролета между двумя резонаторами путем соударения пучка атомов цезия с инородным газом или со стенками дополнительного сосуда, помещаемого между резонаторами³⁷. Соударения должны быть таковы, чтобы, удлиняя время пролета атомов цезия между резонаторами, они практически не изменяли внутреннего состояния атомов. В работе³⁸ было показано, что таким инородным газом может служить гелий. В работе³⁹ приведена теоретическая оценка, согласно которой таким путем можно получить ширину линии порядка 1 гц. В настоящее время эта методика находится, по-видимому, в стадии разработки **).

Некоторый выигрыш в стабильности может дать также применение вместо цезия пучка атомов таллия³², так как частота энергетического перехода в таллии, пригодная для создания стандарта частоты, выше, чем частота у цезия ($\sim 23\,000$ Мгц), а так как для получения высокой стабильности необходимо добиваться возможно меньшего отношения $\Delta\nu_\lambda/\nu_\lambda$, (где $\Delta\nu_\lambda$ — ширина спектральной линии, а ν_λ — частота ее), то при одинаковых расстояниях между резонаторами пучок атомов таллия будет иметь большую добротность линии. Кроме того, таллий несколько тяжелее

*) В настоящее время имеются установки¹⁰⁰, в которых расстояние между резонаторами достигает 400 см. Большое увеличение этого расстояния наталкивается на трудности получения хорошо сфокусированных и достаточно интенсивных атомных пучков.

**) В заметке¹¹⁹ сообщалось о получении с помощью цезиевого эталона (использующего, по-видимому, указанный принцип) стабильности частоты $\pm 2 \cdot 10^{-12}$ за 9 месяцев.

цезия, что уменьшает его тепловую скорость в пучке и увеличивает время пролета τ . Однако до настоящего времени нет сообщений о реализации этих преимуществ таллия, что связано, по-видимому, с большей трудностью индикации пучков атомов таллия по сравнению с пучками атомов цезия.

§ 3. Другие эталоны частоты

Возможно использовать для молекулярного эталона частоты также спектральные линии пучка молекул, связанные с переходами между вращательными энергетическими уровнями. Этот метод, получивший название электрического резонансного метода^{32,40,41,42}, по используемой методике аналогичен магнитному резонансному методу, применяемому в цезиевом эталоне частоты (см.¹, § 2).

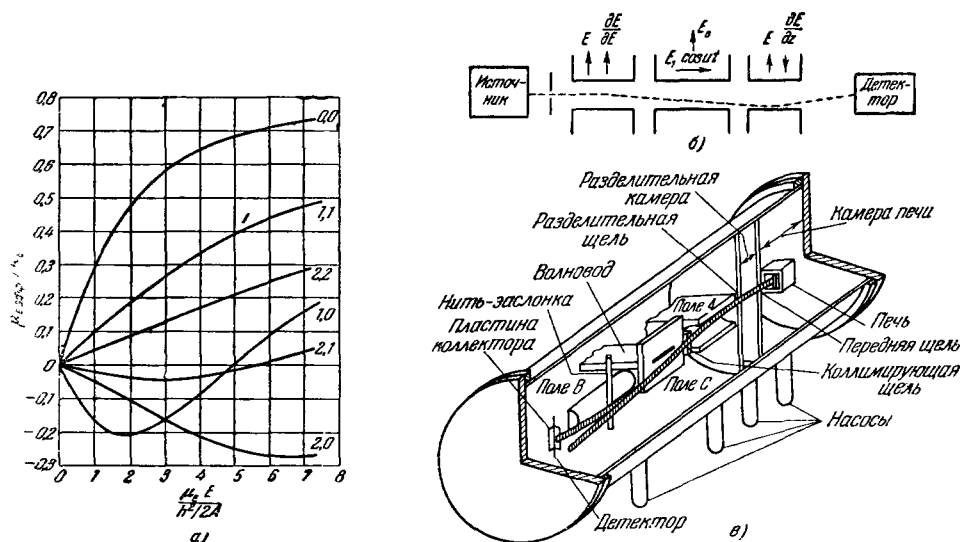


Рис. 6. а) Эффективные электрические моменты вращающейся полярной линейной молекулы в электрическом поле. (Взаимодействиями, обуславливающими сверхтонкую структуру, пренебрегается.) б) Схема электрического резонансного метода. в) Схема установки для изучения молекулярного пучка методом электрического резонанса.

Ввиду того что молекулы имеют значительные электрические дипольные моменты, сортировку пучка таких молекул можно производить с помощью неоднородного электрического поля. На рис. 6, а приведены графики зависимости дипольных моментов двухатомных молекул от поля и состояний молекул (J, M_J). В установке для наблюдения электрического резонанса⁴¹ (рис. 6, б) используется пучок молекул, который отклоняется в двух последовательно расположенных неоднородных электрических полях, между которыми расположено постоянное однородное электрическое поле, и там же размещены резонаторы, в которых возбуждается высокочастотное электрическое поле, вызывающее переходы между вращательными энергетическими уровнями молекул в пучке. При этом детектируется изменение интенсивности пучка, как и в случае магнитного резонанса.

В работе⁴² приведены результаты исследований молекул галоидных соединений щелочных металлов, в частности молекулы Li^6F^{19} (переходу между вращательными энергетическими уровнями $J=0 \rightarrow J=1$ соответствует частота излучения около 10^{11} гц ($\lambda \sim 3$ мм)). Возможно использовать и другие молекулы⁴³, однако молекулы, содержащие атомы

щелочных металлов, предпочтительней, так как для пучков таких молекул существуют очень чувствительные детекторы^{32,40}.

Ожидаемая стабильность эталона частоты при использовании электрического резонансного метода⁴² порядка 10^{-10} , т. е. такая же, как и в цезиевом эталоне частоты.

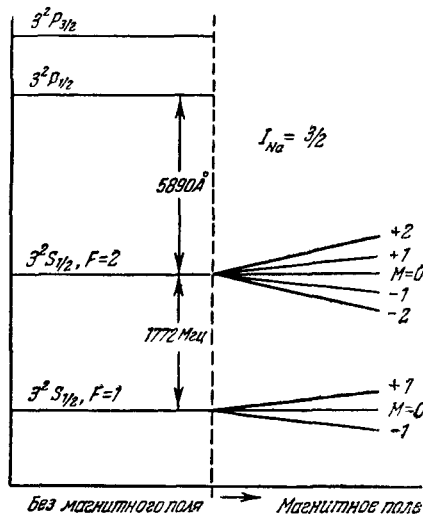


Рис. 7. Схема энергетических уровней атомов натрия.

бавления паров щелочных металлов инертным газом, не вызывающим переходов между уровнями атомов щелочных металлов при соударении с атомами инертного газа, в этом случае удается получить достаточно узкие спектральные линии, так как доплеровское уширение спектральной линии при этом определяется не тепловой скоростью движения излучающих атомов, а скоростью их диффузии в инертном газе³⁸.

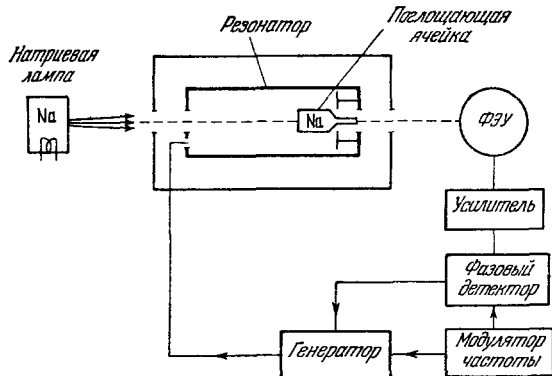


Рис. 8. Схема эталона частоты с «оптической накачкой».

Ниже приведено краткое описание установки, использующей переход $F=2 \rightarrow F=1$ основного состояния атомов натрия, которому соответствует частота 1772 Мгц ($\lambda \sim 17 \text{ см}$) (рис. 7).

В таком приборе⁴⁶ используются «немагнитные» переходы $F=2, m=0 \rightarrow F=1, m=0$; схема установки приведена на рис. 8. В вакуумном цилиндрическом резонаторе, имеющем добротность $Q \sim 10\,000$, помещена

поглощающая ячейка из кварца, заполненная парами натрия при низком давлении в смеси с аргоном, являющимся буферным газом. При температуре ячейки около 135°C давление паров натрия составляет величину $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. и давление аргона ~ 100 мм. рт. ст. Через окна в резонаторе поглощающей ячейки через фильтры освещается светом натриевой лампы, вызывающей возбуждение атомов натрия в поглощающей ячейке и приводящей к различной заселенности энергетических уровней («оптическая накачка»). В резонаторе возбуждаются колебания типа H_{011} на резонансной частоте ~ 1772 Мгц, соответствующей частоте перехода $F=2 \rightarrow F=1$, с помощью частотно-модулированного генератора с малой глубиной модуляции. В качестве приемника используются фотоумножитель и фазовый детектор. Сигнал, получаемый с такого устройства и показанный на осциллограмме рис. 9, используется для регулировки частоты радиочастотного генератора. Стабильность частоты, достигнутая с таким прибором, составляет $\sim 10^{-8}$ и может быть улучшена при усовершенствовании прибора. Основным достоинством эталонов частоты такого типа являются простота и малый вес по сравнению с другими типами эталонов (особенно по сравнению с цезиевым эталоном).

Одним из первых эталонов частоты высокой точности является генератор, стабилизированный кварцевым резонатором. В настоящее время кварцевые эталоны достигли⁴⁹ весьма высокой относительной стабильности частоты, порядка 10^{-10} , а для кварцевых резонаторов, погруженных в жидкий гелий, даже 10^{-11} . Кварцевые генераторы являются по своей природе вторичными эталонами, частота каждого генератора должна быть прокалибрована, и для их изготовления не может быть выдан рецепт, с тем чтобы получить генераторы с заранее заданной частотой в отличие от молекулярных и атомных эталонов, которые работают на частоте, близкой к собственной частоте спектральной линии.

В работах^{49, 50} приводятся результаты исследований кварцевых генераторов высокой точности и проводится сравнение стабильности частоты кварцевых генераторов с молекулярными генераторами и цезиевыми эталонами.

Из этих измерений видно, что частота кварцевых резонаторов, погруженных в жидкий гелий и имеющих при этом добротность порядка 10^8 , чрезвычайно стабильна. Изменения частоты весьма малы ($\sim 10^{-11}$) и обнаруживают монотонный дрейф (рис. 10); этот дрейф можно сильно уменьшить, если регулировать давление газа над поверхностью жидкого гелия, но при этом несколько ухудшается кратковременная стабильность. Стабильность лучших кварцевых генераторов при обычных температурах с применением хороших термостатов, поддерживающих температуру кварцевого резонатора с точностью 10^{-4} — 10^{-3} градуса, также весьма высока и достигает нескольких единиц 10^{-10} . Схема для измерения стабильности частоты⁵⁰ приведена на рис. 11.

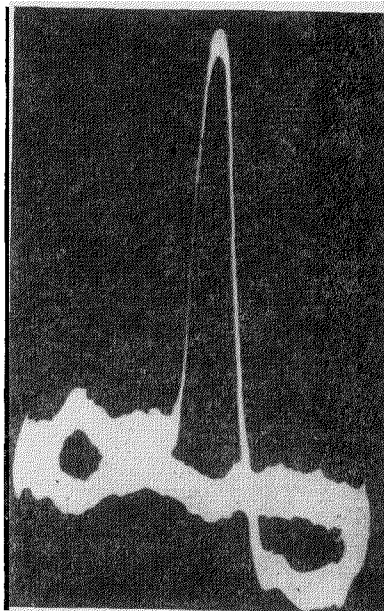


Рис. 9. Осциллограмма с детектора оптического резонанса.

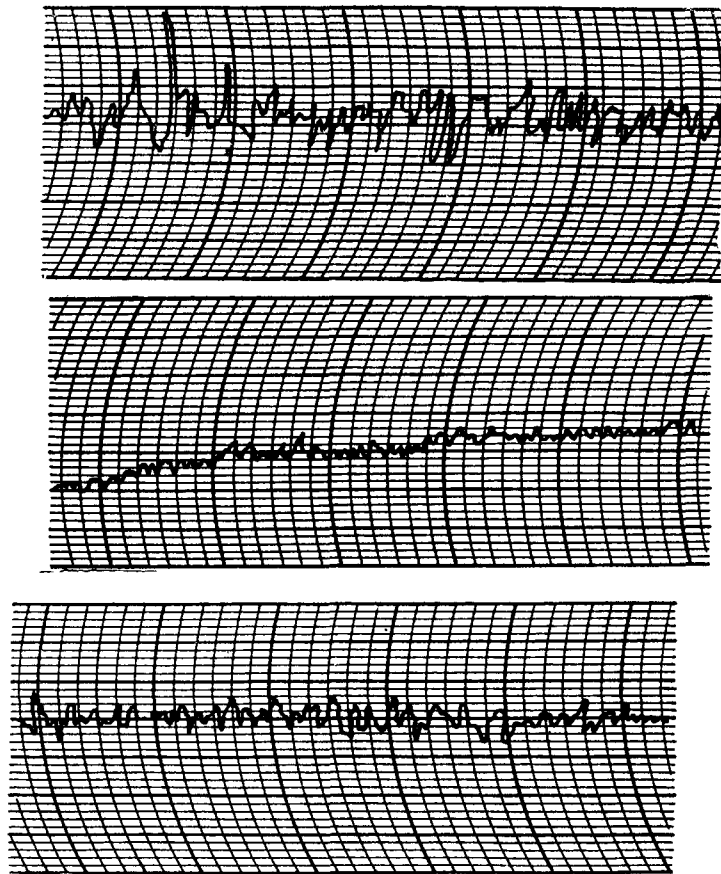


Рис. 10. Изменение частоты кварцевого генератора во времени.

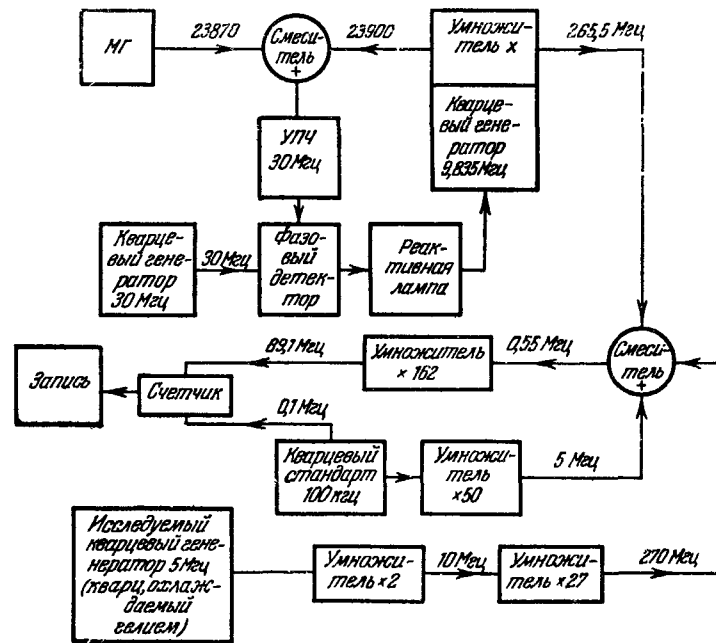


Рис. 11. Схема для исследования стабильности кварцевого генератора.

§ 4. Стабилизация частоты

Обладая весьма высокой стабильностью частоты, м.г. имеет чрезвычайно малую выходную мощность, порядка $10^{-11} \div 10^{-10}$ *вт*, которая для многих экспериментов и применений оказывается совершенно недостаточной. Для получения достаточно большой мощности необходимо применить или усиление колебаний м.г., или подстройку и синхронизацию частоты более мощных генераторов (например, клистронов) по частоте молекулярного генератора. В обоих случаях получаются более мощные генераторы с высокой стабильностью частоты, свойственной молекулярным генераторам.

Усиление мощности м.г. необходимо выполнять с помощью маломощного усилителя (например, ЛВВ) и затем усилительного клистрона (непосредственное применение клистрона в качестве усилителя невозможно из-за большого уровня собственных шумов клистрона). Усиление с помощью ЛВВ или параметрических усилителей приводит к нестабильности фазы усиливаемого сигнала, поэтому для фазовых измерений высокой точности следует использовать фазовую автоподстройку⁵². Фазовая автоподстройка частоты (ФАП) клистрона по молекулярному генератору предложена впервые Стрендбергом⁵¹.

Схемы ФАП в дальнейшем были усовершенствованы различными авторами^{53, 54, 56}. Осуществлена также и частотная автоподстройка.

В первоначальном варианте клистрон подстраивался непосредственно по молекулярному генератору; эта схема обладала существенными недостатками, из которых наиболее крупными являются: 1) узкая полоса допустимого отклонения частоты клистрона от заданного значения (узкая полоса «схватывания» и «удержания») и 2) возможность захвата частоты м.г. более мощным клистроном.

В усовершенствованную схему введен вспомогательный (опорный) кварцевый генератор, и усиление ведется на промежуточной частоте (рис. 12); возможность захватывания молекулярного генератора при этом

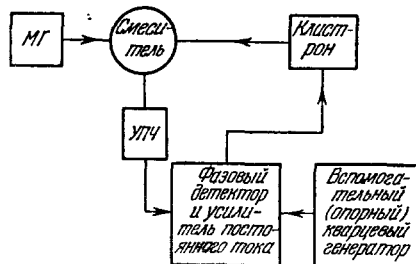


Рис. 12. Схема фазовой автоподстройки (ФАП) частоты клистрона по частоте молекулярного генератора (МГ)⁵¹

хотя и уменьшена, но все же не исключена, особенно при значительной (более 10 *Мвт*) мощности клистрона. Стабильность опорного генератора также должна быть достаточно высокой.

В дальнейшем были разработаны более совершенные схемы с вычитанием ошибки опорного генератора⁵⁴ и схема ФАП частоты клистрона по средней частоте двух линий аммиака. В последнем случае в качестве опорного генератора используется сдвоенный молекулярный генератор с резонаторами, настроенными на линии аммиака $N^{14}H_3$: $J=3, K=3, f=23\ 870, 13$ *Мгц* и $J=2, K=2, f=23\ 722, 61$ *Мгц* (рис. 13); при этом, поскольку частота клистрона сильно отличается от частоты обоих молекулярных генераторов и не является кратной этим частотам, возможность

захватывания частоты м.г. практически исключена даже при большой мощности клистрона.

При непосредственной ФАП клистрона по молекулярному генератору получена полоса «схватывания» ± 100 кГц, но так как стабильность

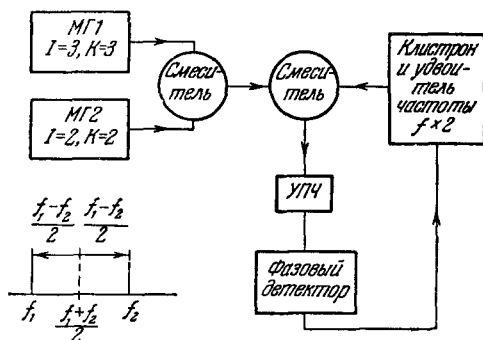


Рис. 13. Схема фазовой автоподстройки частоты клистрона по средней частоте двух молекулярных генераторов ¹¹³.

частоты обычных клистронов ниже 10^{-5} , использовалась предварительная стабилизация этих клистронов по кварцевому генератору; в этом случае общая полоса схватывания получалась $\pm 2,5$ Мгц. Требуемая стабильность кварцевого генератора невысока, и схема оказывается достаточно простой и надежной.

В случае работы с клистроном, имеющими сравнительно высокую стабильность частоты, надобность в предварительной синхронизации клистрона по кварцевому генератору отпадает.

Таким образом, схема ФАП частоты клистрона по средней частоте двух молекулярных генераторов имеет следующие достоинства:

1. Схема позволяет усилить слабую мощность молекулярных генераторов на промежуточной частоте 73 Мгц.

2. Схема не требует стабильного дополнительного опорного генератора.

3. Исключена возможность захватывания частоты молекулярных генераторов клистроном даже при значительной мощности последнего.

В случае, если от клистрона не требуется мощности, большей нескольких милливольт, вполне пригодной оказывается и схема с вычитанием ошибки опорного генератора ⁵⁴ (рис. 14).

В усовершенствованном варианте схемы с вычитанием ошибки с двумя клистроном ⁵⁵ (рис. 15) возможны три выхода частоты: f_0/k — в сантиметровом диапазоне ($k=1, 2, 3$), f_0/kt — в дециметровом диапазоне ($t=3 \div 10$) и f_0/ktn — в метровом диапазоне длин радиоволн. Здесь

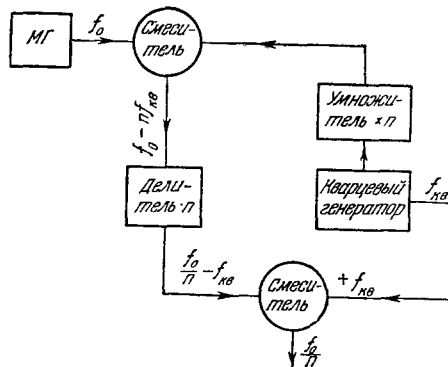


Рис. 14. Принципиальная схема фазовой автоподстройки частоты клистрона по молекулярному генератору с вычитанием ошибки опорного вспомогательного генератора ⁵⁴.

использованы следующие соотношения между частотами:

$$f_1 = (n - 1) f_{\text{КВ}},$$

$$f_2 = m f_1 - m f_{\text{КВ}} = (mn - m - m) f_{\text{КВ}} = mn f_{\text{КВ}},$$

$$f_{\text{УПЧ}} = f_0 - kmn f_{\text{КВ}},$$

где f_1 — частота первого клистрона, f_2 — частота второго клистрона, $f_{\text{КВ}}$ — частота кварцевого генератора, f_0 — частота молекулярного генератора, $f_{\text{УПЧ}}$ — промежуточная частота.

Вычитание ошибки выполняется по частотам f_2 , f_1 и $f_{\text{КВ}}$:

1) Вычитание по частоте f_2 :

$$\frac{f_0 - kmn f_{\text{КВ}}}{k} - f_2 = \frac{f_0}{k} - mn f_{\text{КВ}} + mn f_{\text{КВ}} = \frac{f_0}{k}.$$

2) Вычитание по частоте f_1 :

$$\frac{f_0 - kmn f_{\text{КВ}}}{km} - f_1 + f_{\text{КВ}} = \frac{f_0}{km}.$$

3) Вычитание по частоте $f_{\text{КВ}}$:

$$\frac{f_0 - kmn f_{\text{КВ}}}{km} + f_{\text{КВ}} = \frac{f_0}{kmn}.$$

Эта усовершенствованная схема обладает более широкой полосой удержания по сравнению с вышеописанной схемой ФАП по средней час-

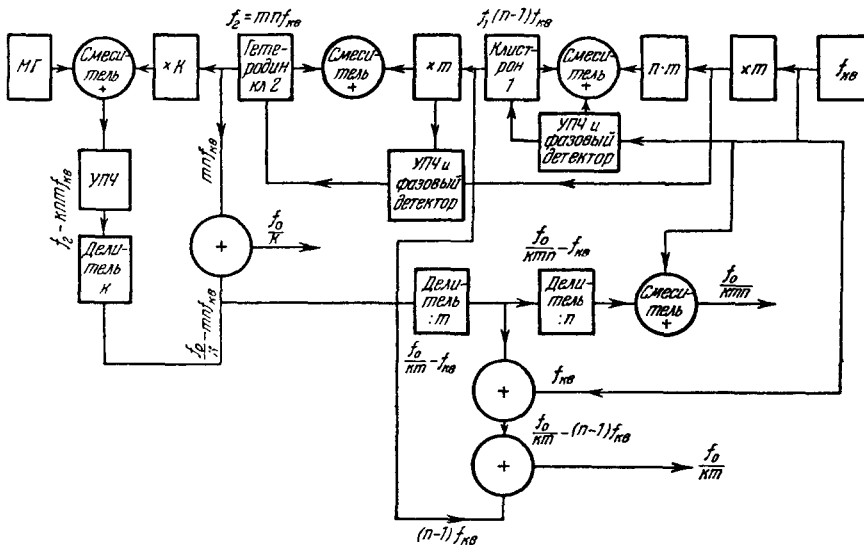


Рис. 15. Усовершенствованная схема ФАП с вычитанием ошибки опорного генератора⁵⁵.

тоте двух молекулярных генераторов, но возможность захватывания не исключена и в этом случае.

Наряду с автоподстройкой частоты клистрона, как было отмечено выше, возможно и прямое усиление мощности молекулярного генератора. Общее усиление для получения выходной мощности в несколько десятков милливатт должно составлять около 90 дБ, при этом предварительное усиление порядка 30 дБ осуществляется лампой бегущей волны (ЛБВ).

Применение параметрических усилителей или ЛБВ приводит к колебаниям фазы усиленного сигнала, что не даст возможности применить усиленную мощность в схемах для фазовых измерений. Лучшие результаты получаются с квантовыми парамагнитными усилителями, однако небольшие колебания фазы остаются и в этом случае.

С помощью ЛБВ или клистрона возможно также выполнить деление частоты усиленной мощности молекулярного генератора.

II. ПРИМЕНЕНИЕ ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫХ ЭТАЛОНОВ ЧАСТОТЫ И ВРЕМЕНИ ДЛЯ ПРОВЕРКИ ОБЩЕЙ И ЧАСТНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

§ 1. Возможные схемы опытов по проверке общей теории относительности

Достигнутая в настоящее время в лабораторных условиях высокая абсолютная стабильность частоты молекулярных генераторов порядка 10^{-10} (см. гл. I) позволяет поставить опыты по экспериментальной проверке общей теории относительности (теории гравитационного поля). Широко известны три эффекта, являющихся следствием общей теории относительности и допускающих экспериментальную проверку^{60, 61, 62, 63}: релятивистское смещение перигелия Меркурия, отклонение направления лучей света под действием гравитационного поля Солнца и релятивистское красное смещение спектральных линий света, излучаемого Солнцем и некоторыми звездами. Последний эффект наблюдался также в гравитационном поле Земли; использовались узкие спектральные линии γ -лучей, испускаемых и поглощаемых радиоактивными ядрами в кристаллах, охлаждаемых до температуры жидкого гелия⁶⁴ (эффект Мёссбауера²). Все три эффекта очень малы по абсолютной величине, и экспериментальная проверка их сопряжена с большими трудностями.

В последнее десятилетие в литературе широко обсуждаются эти три эффекта Эйнштейна, способы их экспериментальной проверки и точность получаемых результатов. Были рассмотрены также другие эффекты, являющиеся следствием общей теории относительности^{65, 66, 67}. Делаются попытки экспериментально обнаружить некоторые из них, например космические гравитационные волны⁶⁸. Ниже кратко упоминается лишь о трех указанных эффектах.

Согласно общей теории относительности эллиптическая орбита планеты поворачивается в плоскости орбиты вокруг Солнца в том же направлении, в котором движется планета. Для Меркурия⁶⁹ этот поворот (релятивистское смещение перигелия) должен составить угол $43,0,3'' \pm 0,03''$ за столетие. Фактически наблюдаемое смещение перигелия Меркурия составляет $5509,79'' \pm 0,41''$ за 100 лет. Из этой величины смещение $5557,18'' \pm 0,85''$ объясняется классической теорией (возмущающее действие других планет, прецессия и пр.). Разница в $42,56'' \pm 0,94''$ оставалась необъясненной до создания общей теории относительности, но в пределах ошибок измерений совпадает с предсказанием теории. Большое превышение величины этой разницы над суммарной ошибкой измерений позволяет считать их результаты хорошей экспериментальной проверкой общей теории относительности. Для Земли⁷⁰ фактически наблюдаемое смещение перигелия за 100 лет равно $6183,7'' \pm 1,1''$. Из этой величины лишь $4,6'' \pm 2,7''$ остается на долю релятивистского эффекта,

которое, согласно теории, должно быть равно $3,8'' \pm 0,0''$. Таким образом, согласие результатов наблюдений с теорией в пределах ошибок измерений существует и здесь, но небольшое превышение величины релятивистского смещения над ошибками измерений не позволяет считать этот факт надежным подтверждением теории. Для других планет и Луны релятивистское смещение перигелия ничтожно мало и наблюдениями не обнаружено.

Второй эффект состоит в том, что лучи света, приходящие от звезд к Земле и проходящие при этом вблизи поверхности Солнца, должны отклоняться по направлению к центру Солнца на угол, равный $1,75''$, как это следует из расчета по общей теории относительности. Фотографирование расположения звезд вокруг диска Солнца во время полного солнечного затмения и затем тех же звезд в отсутствие Солнца в этом месте неба позволяет измерить угол отклонения. Среднее значение угла по измерениям трех экспедиций во время затмений 1919 и 1922 гг. оказалось равным $1,79'' \pm 0,30''$, что является хорошим подтверждением теории⁶⁰.

Принцип эквивалентности инертной и гравитационной массы, лежащий в основе общей теории относительности, определяет релятивистское красное смещение спектральных линий света, излучаемого Солнцем и звездами (см. приложение). Обладая массой, фотоны, излучаемые с поверхности звезды, на своем пути к Земле должны преодолеть силу притяжения к звезде, совершая работу против этой силы. Поэтому энергия фотона, а с ней и частота излучения уменьшаются, и спектральная линия смещается в сторону красного конца видимого спектра. На поверхности Солнца это смещение должно составлять $2,12 \cdot 10^{-6}$ от частоты спектральной линии⁶⁰. Наблюдениями обнаружено такое смещение лишь до краев диска Солнца, для остальной части диска Солнца оно значительно меньше⁷¹. Релятивистское красное смещение для звезды белый карлик Сириус В в десятки раз больше, чем для Солнца, однако из наблюдений следует, что оно примерно в три раза меньше предсказанного общей теорией относительности⁷¹.

Эти опыты доказывают существование релятивистского красного смещения, но отсутствие количественного согласия с предсказанием теории объясняется влиянием других факторов, сравнимых по величине с наблюдаемым эффектом. Для Солнца таким фактором являются быстрые восходящие потоки в его атмосфере, а для Сириуса В — неточное знание его радиуса.

Фундаментальный характер общей теории относительности не позволяет считать достаточным полученное до сих пор подтверждение ее выводов, поэтому новые усилия в целях экспериментальной проверки теории настоятельно необходимы. Указанный выше опыт Паунда и Ребки⁶⁴ позволил измерить релятивистское смещение частоты γ -лучей в поле тяготения Земли с точностью до 4%. Измеренная величина этого смещения совпала с вычисленной по общей теории относительности¹. Запуск искусственных спутников Земли и создание высокостабильных молекулярных генераторов представляют новую возможность такой проверки^{4, 6, 65, 72-78}. Если два одинаковых молекулярных генератора в течение длительного времени работы имеют равные частоты с точностью порядка 10^{-10} — 10^{-11} , а затем один из них помещен на искусственный спутник Земли, а другой оставлен на Земле, то частота первого из них, измеренная на спутнике, и частота второго, измеренная на Земле, будут по-прежнему равны между собой в пределах указанной выше точности. Однако частота молекулярного генератора, помещенного на спутнике, измеренная наблюдателем, находящимся на Земле, окажется измененной вследствие эффекта

Допплера 1-го и 2-го порядков и эффекта гравитационного смещения частоты. Ниже будет показано, что для искусственного спутника Земли совместное действие эффекта Допплера 2-го порядка и гравитационного эффекта может вызвать относительное изменение частоты на величину порядка 10^9 , тогда как эффект 1-го порядка может изменить частоту на величину порядка 10^4 : 10^5 . Поэтому для измерения гравитационного смещения частоты нужно прежде всего исключить влияние эффекта Допплера 1-го порядка.

В работе⁴ с этой целью предложен метод точного измерения больших отрезков времени на Земле и на спутнике с последующим сравнением их между собой с помощью радиосвязи. Сущность метода состоит в следующем. На спутнике находится высокостабильный задающий генератор частоты (например, молекулярный генератор) с пересчетным устройством, дающим короткие электрические импульсы, следующие один за другим через строго определенное количество периодов колебаний генератора. Эти импульсы передаются на Землю и записываются одновременно с такими же импульсами аналогичной установки, имеющейся на Земле. При длительной записи (не обязательно непрерывной) можно заметить разницу продолжительности больших отрезков времени, протекшего на Земле и на спутнике между двумя парами соответствующих друг другу импульсов, полученных с Земли и со спутника.

Согласно теории относительности эта разность времен вызвана гравитационным полем и Допплер-эффектом 2-го порядка.

Если спутник движется по круговой орбите вокруг Земли, то смещение частоты по указанным причинам будет неизменным и различие отрезков времени составит величину, согласно⁴, равную

$$\Delta = \frac{dt_{\text{спут}} - dt_{\text{зем}}}{dt_{\text{зем}}} \approx 7 \cdot 10^{-10} \left(\frac{1,5}{1 + \frac{h}{r}} - 1 \right), \quad (2,1)$$

где $dt_{\text{спут}}$ — отрезок времени, протекшего на спутнике, $dt_{\text{зем}}$ — соответствующий отрезок времени, протекшего на Земле, h — высота спутника над Землей и r — радиус Земли. Так как абсолютная величина Δ не превышает $7 \cdot 10^{-10}$, то отрезки времени нужно измерять с точностью порядка 10^{-11} . Если $dt \approx 10^4$ сек, то продолжительность импульсов должна быть около 0,1 мксек. За это время радиоволны распространятся на расстояние около 30 м, поэтому для введения поправок на время распространения радиосигналов со спутника на Землю необходимы точные координатные измерения положения спутника, позволяющие определить расстояние до него в любой очень точно заданный момент времени. Вместе с тем необходима очень высокая стабильность частоты задающих генераторов на Земле и на спутнике в течение длительного времени их работы — порядка 10^{-11} за несколько часов или суток. Во всяком случае такая стабильность должна иметь место по отношению к средней величине частоты задающих генераторов, если отклонения от нее случайны и распределены по нормальному закону (отсутствие дрейфов частоты). Тогда нужная точность измерений достигается усреднением по времени. Например, если частота равна 10^{10} гц со средним квадратичным отклонением ± 10 гц (стабильность частоты 10^9), а измеряемое смещение частоты равно 1 гц ($\Delta = 10^{-10}$), то по истечении времени 10^4 сек измеряемое смещение составит 10 000 периодов, тогда как ошибка измерения, возрастающая пропорционально квадратному корню из времени, будет равна ± 1000 периодам. Точность измерений отрезков времени при этом достигнет величины 10^{-11} . Постоянное смещение частот задающих генераторов между собою, возникшее по любой причине, неотделимо в этом опыте от гравитационного смеще-

ния и эффекта Доплера 2-го порядка. Эти обстоятельства затрудняют проведение подобного эксперимента.

Другой метод исключения эффекта Доплера 1-го порядка был предложен в работе ⁵. Для упрощения формул в целях наглядного изложения метода предполагается, что место наблюдения расположено на полюсе Земли, в точке O на рис. 16. Отсюда в направлении спутника излучается сигнал с частотой f , стабилизированной молекулярным генератором. Согласно теории относительности частота сигнала, принятая на спутнике и измеренная на нем, будет равна ^{61,63}

$$f' = f \frac{1 - \beta \cos \alpha}{\sqrt{1 - \beta^2 + 2\Phi}} \quad (2,2)$$

Здесь $\beta = v/c$, где v — скорость движения спутника в момент приема сигнала и c — скорость света, α — угол между направлением на спутник из точки O и вектором скорости спутника, измеренный в момент приема сигнала на спутнике в системе координат, связанной с наблюдателем в точке O , а Φ — (положительная) разность гравитационных потенциалов Земли между точками O и S , деленная на квадрат скорости света. На спутнике находится генератор с частотой $2f$, определяемой на спутнике; эта частота стабилизирована находящимся на нем молекулярным генератором. Частота принятого сигнала f' смешивается на спутнике с частотой генератора $2f$, и сигнал с разностной частотой

$$f'' = 2f - f' \quad (2,3)$$

излучается со спутника в направлении земного наблюдателя. Предполагается, что время задержки сигнала на спутнике между моментами его приема с Земли и излучения на Землю пренебрежимо мало. Принятый на Земле сигнал со спутника будет иметь частоту

$$f''' = f'' \frac{\sqrt{1 - \beta^2 + 2\Phi}}{1 + \beta \cos \alpha} \quad (2,4)$$

Эта формула обратна формуле для f' (2,2). Подставляя (2,2) и (2,3) в формулу (2,4) и разлагая полученное выражение в ряд по β и Φ , удерживая вторую степень β и первую степень Φ и отбрасывая все более высокие степени этих величин и их произведений, получим

$$f''' = f(1 + 2\Phi - \beta^2). \quad (2,5)$$

Таким образом, частота принятого на Земле сигнала будет отличаться от частоты сигнала, получаемого с Земли, на величину

$$\Delta f = f''' - f = f(2\Phi - \beta^2). \quad (2,6)$$

Эта разность не содержит смещения частоты вследствие эффекта Доплера 1-го порядка ($-\beta \cos \alpha$), а складывается из гравитационного смещения ($+ \Phi$) и смещения вследствие эффекта Доплера 2-го порядка ($-\frac{\beta^2}{2}$). Полученный результат можно наглядно истолковать так. Частоты сигналов, излучаемых с Земли и со спутника, почти равны между собой, поэтому их

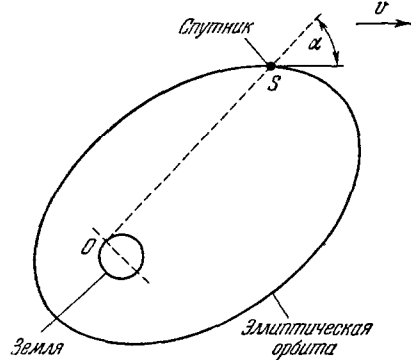


Рис. 16. Пространственное расположение в опыте с искусственным спутником Земли.

доплеровские смещения 1-го порядка будут приблизительно одинаковы по величине и по знаку. Но частота излученного со спутника сигнала уже содержит смещение Допплера 1-го порядка той же величины и с обратным знаком, так как согласно (2,3) всякое смещение частоты сигнала, принятого на спутнике, вызовет такое же по величине, но обратное по знаку смещение частоты сигнала, излучаемого спутником. Поэтому частота принятого на Земле сигнала будет дважды смещена на одинаковую величину, но в разные стороны, что и приведет к компенсации в ней эффекта Допплера 1-го порядка. По той же причине разность (2,6) содержит удвоенное смещение частоты вследствие гравитационного эффекта и эффекта Допплера 2-го порядка. Действительно, частоты сигналов, излучаемых с Земли и со спутника, будут иметь одинаковые по величине, но разные по знаку гравитационные смещения, так как в первом случае кванты энергии радиоволн будут совершать работу против сил земного тяготения, что приведет к уменьшению частоты сигнала, а во втором — энергия квантов увеличится за счет потенциальной энергии поля тяготения Земли. что приведет к увеличению частоты сигнала. Так как, согласно (2,3), частота излучаемого со спутника сигнала уже будет увеличена на величину гравитационного смещения, то частота принятого на Земле сигнала будет содержать двойное гравитационное смещение, которое можно назвать фиолетовым (аналогично гравитационному красному смещению спектральных линий света), так как оно увеличивает частоту. Таким же образом удваивается эффект Допплера 2-го порядка, приводящий к уменьшению частоты принятого на Земле сигнала (красное смещение).

В действительности компенсация эффекта Допплера 1-го порядка будет неполной, прежде всего потому, что формула (2,5) является приближенной, содержащей лишь члены не выше второго порядка малости относительно β . Для эксперимента важно лишь, чтобы некомпенсированная часть эффекта Допплера 1-го порядка не превышала допустимой ошибки измерений, которую для дальнейших количественных оценок можно считать равной 10^{-11} . Учет членов третьего порядка малости относительно β приведет к формуле (2,6), в которой правая часть еще умножена на $(1 - \beta \cos \alpha)$. Для реальных скоростей и положений спутника относительно Земли величина этих членов равна около 10^{-14} , что и определяет точность формулы (2,6).

Для компенсации эффекта Допплера 1-го порядка имеет значение также величина времени задержки сигнала на спутнике между моментами его приема с Земли и излучения на Землю, предположенная пренебрежимо малой при выводе формулы (2,6). За это время изменится лучевая скорость спутника относительно земного наблюдателя (скорость изменения расстояния между спутником и земным наблюдателем), вследствие чего смещения частоты из-за эффекта Допплера 1-го порядка для сигнала, принятого на спутнике, и сигнала, излученного со спутника, будут не одинаковы. Их разность определит величину некомпенсированной части этого эффекта. Пусть, например, время задержки сигнала на спутнике равно $\Delta t = 10$ мксек. Ускорение спутника, движущегося в поле тяготения Земли, не превысит $g = 1000$ см/сек²; поэтому за время задержки сигнала лучевая скорость изменится меньше, чем на $\Delta v = g \cdot \Delta t = 0,01$ см/сек. Некомпенсированная часть эффекта Допплера 1-го порядка, равная отношению изменения лучевой скорости к скорости света, будет меньше.

$$\text{чем } \frac{\Delta v}{c} = 3 \cdot 10^{-13}.$$

В другом случае нарушение компенсации может быть большим. Если спутник движется горизонтально над земным наблюдателем с постоянной скоростью $v = 10$ км/сек на высоте $h = 300$ км (рис. 17), то его

лучевая скорость равна $v \sin z$, где z — зенитное расстояние спутника. Изменение этой скорости за время $\Delta t = 10^{-5}$ сек будет равно $\Delta v = v \frac{d \sin z}{dt} \Delta t$.

Но

$$\frac{d \sin z}{dt} = \cos^3 z \frac{d \operatorname{tg} z}{dt} = \frac{v}{h} \cos^3 z$$

и имеет наибольшее значение при $z = 0$. Тогда

$$(\Delta v)_{\max} = \frac{v^2 \Delta t}{h} \approx 0,3 \text{ см/сек},$$

и некомпенсированная часть эффекта Доплера 1-го порядка будет достигать величины $\frac{(\Delta v)_{\max}}{c} \approx 10^{-11}$, равной допустимой ошибке измерений.

Действительное значение времени задержки сигнала на спутнике при отсутствии специальных линий задержки в электрическом тракте прохождения сигнала в аппаратуре спутника имеет порядок величины, обратной полосе пропускания частот этого тракта.

Нарушение компенсации эффекта Доплера 1-го порядка произойдет также в том случае, если частоты задающих генераторов на Земле и на спутнике будут неодинаковы, так что, если с Земли излучается сигнал с частотой f , то на спутнике он смешивается с частотой $2f_1$, причем $f \neq f_1$. Тогда правая часть равенства (2,6) будет дополнена двумя членами $2(f_1 - f) + (f - f_1)2\beta \cos \alpha$, второй из которых представляет собой некомпенсированную часть эффекта Доплера 1-го порядка. При лучевой скорости спутника около 7 км/сек некомпенсированная часть будет меньше допустимой ошибки измерений (10^{-11}), если

$$|f - f_1| < 2 \cdot 10^{-7} f. \tag{2,7}$$

Член $2(f_1 - f)$ представляет собой постоянное смещение частот, не зависящее от скорости спутника и гравитационного потенциала Земли около спутника. При выполнении условия (2,7) этот член может значительно превышать величину правой части (2,6). Поэтому для выделения гравитационного смещения частоты и эффекта Доплера 2-го порядка из общего смещения частоты следует воспользоваться зависимостью членов правой части равенства (2,6) от скорости спутника и гравитационного потенциала Земли. Ниже будет показано, что при движении спутника по эллиптической орбите величины правой части (2,6) будут периодически меняться со временем с периодом обращения спутника вокруг Земли. Тем самым будет осуществлен «модуляционный» способ наблюдения величины (2,6), позволяющий измерить ее по амплитуде «модуляции». Одновременно можно с той же точностью измерить разность частот $f_1 - f$; знак этой разности легко определить по ее изменению при небольшом изменении частоты f молекулярного генератора на Земле или по форме и фазе зависимости полной регистрируемой разности частот $2(f_1 - f) + f_1(2\Phi - \beta^2)$ от положения спутника на орбите.

Таким образом, изложенный метод исключения эффекта Доплера 1-го порядка при двухсторонней радиосвязи со спутником является в то же время способом измерения на Земле частоты молекулярного генератора, находящегося на спутнике, с той же точностью, с которой известна частота молекулярного генератора, установленного на Земле.

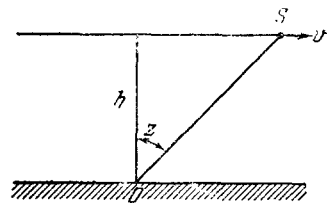


Рис. 17. Спутник над местом наблюдения с Земли.

Это обстоятельство в свою очередь позволяет очень точно измерить лучевую скорость $v_{\text{л}}$ спутника относительно земного наблюдателя по эффекту Допплера 1-го порядка, если будет дополнительно осуществлена односторонняя передача сигнала со спутника на Землю с частотой f_0 , стабилизированной молекулярным генератором на спутнике. Если разность частот $f_1 - f$ будет измерена с точностью $\pm 10^{-11} f$, то одновременно измеренное доплеровское смещение частоты f_0 , равное $f'_0 - f_0 = -f_0 \beta \cos \alpha = -\frac{v_{\text{л}}}{c} f_0$, также может быть определено с точностью $\pm 10^{-11} f_0$. Ошибка $d(v_{\text{л}})$ в измерении лучевой скорости связана с ошибкой $d(f'_0 - f_0) = 10^{-11} f_0$ в измерении доплеровского смещения частоты f_0 и с ошибкой $d(f_0)$ в измерении абсолютной величины частоты f_0 соотношением

$$\frac{d(v_{\text{л}})}{c} = \frac{d(f'_0 - f_0)}{f_0} + \frac{v_{\text{л}}}{c} \frac{d(f_0)}{f_0}.$$

Первый член правой части этого равенства порядка 10^{-11} . Второй член меньше 10^{-12} , так как лучевая скорость спутника не может превысить суммы второй космической скорости (11,2 км/сек) и линейной скорости вращения Земли на экваторе ($\sim 0,5$ км/сек), если $d(f_0) \leq 2 \cdot 10^{-8} f_0$. При этом ошибка в измерении лучевой скорости спутника будет равна

$$d(v_{\text{л}}) \approx 10^{-11} c = 0,3 \text{ см/сек}.$$

Необходимое для этого знание абсолютной величины частоты молекулярного генератора с точностью 10^{-8} не представляет никакой трудности.

Для удобства измерения гравитационного смещения частоты следует выбрать такие условия, при которых разность частот $2(f_1 - f)$ по порядку величины была бы равна или меньше частоты f_1 ($2\Phi - \beta^2$). Этого можно достичь путем небольшой подстройки частоты молекулярного генератора на Земле *).

Если радиосвязь между земным наблюдателем и спутником будет осуществлена на частоте 500 Мгц, то разность (2,6) может достигать величины 0,5 гц. Записывая эту разность регистрирующим прибором в пункте наблюдения на Земле и измеряя полное изменение фазы за время 10 сек с точностью $\pm 36^\circ$, можно тем самым измерить⁵ разность (2,6) с точностью $\pm 0,01$ гц.

Малое время единичного измерения (меньшее одной минуты) представляет большие практические удобства. Произведя измерения при различных положениях спутника на эллиптической орбите, можно выделить периодическое изменение разности (2,6) с периодом обращения спутника вокруг Земли на фоне небольшого дрейфа частот молекулярных генераторов. Это повышает точность измерений и позволяет поставить вопрос о применении кварцевых генераторов вместо молекулярных^{5,80}. Для более высокой точности измерений необходимо кварцевые генераторы стабилизировать молекулярным генератором.

Два члена, составляющих разность (2,6), экспериментально неразделимы между собой. Но смещение частоты вследствие эффекта Допплера 2-го порядка легко вычислить с более чем достаточной степенью точности, используя существующие средства определения орбитальной скорости спутника. В результате можно определить гравитационное смещение частоты.

Измеряемую разность частот (2,6) можно представить в зависимости от элементов орбиты спутника. В предположении центрально-симметричного гравитационного поля Земли без учета влияния гравитационных

*) В дальнейшем для упрощения формул, если это не оговорено специально, будет предполагаться равенство частот f и f_1 .

полей других тел солнечной системы орбита спутника будет строго эллиптической. Если a есть большая полуось орбиты и e ее эксцентриситет, то расстояние от центра Земли до спутника равно

$$r = \frac{a(1-e^2)}{1+e \cos \theta}, \quad (2,8)$$

а его скорость

$$v = \frac{2\pi a}{T\sqrt{1-e^2}} \sqrt{1+2e \cos \theta + e^2}, \quad (2,9)$$

где

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{a^3}{GM_s}} \quad (2,10)$$

есть период обращения спутника вокруг Земли⁷⁹. В этих формулах θ — угол между направлениями из центра Земли в точку перигея орбиты и на спутник, $G=6,670 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-2}$ — гравитационная постоянная и $M=5,98 \cdot 10^{27} \text{ г}$ — масса Земли. Гравитационное смещение частоты равно

$$\Phi = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{c^2} = \frac{GM_s}{c^2} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (2,11)$$

где

$$\Phi = -\frac{GM_s}{r} \quad (2,12)$$

есть потенциал гравитационного поля на расстоянии r от центра Земли; значки 1 и 2 относятся соответственно к пункту наблюдения на Земле и к спутнику ($r_1=6,37 \cdot 10^8 \text{ см}$ — радиус Земли). Используя приведенные формулы, можно относительную величину измеряемой разности частот (2,6) представить в виде

$$\frac{\Delta f}{f} = 2\Phi - \beta^2 = 1,4 \cdot 10^{-9} \left[1 - \frac{r_1}{a(1-e^2)} (1,5 + 2e \cos \theta + 0,5e^2) \right], \quad (2,13)$$

$$2\Phi = 1,4 \cdot 10^{-9} \left[1 - \frac{r_1(1+e \cos \theta)}{a(1-e^2)} \right], \quad (2,13a)$$

$$-\beta^2 = -1,4 \cdot 10^{-9} \frac{r_1(0,5 + 0,5e^2 + e \cos \theta)}{a(1-e^2)}. \quad (2,13b)$$

Таким образом, измеряемая разность частот Δf является периодической функцией угла θ и, следовательно, времени. Наибольшее значение величины $\Delta f/f$ будет в апогее, наименьшее — в перигее. Разность между этими величинами $\Delta f/f$ (двойная амплитуда относительного изменения частоты) равна

$$\left(\frac{\Delta f}{f} \right)_{\text{апог}} - \left(\frac{\Delta f}{f} \right)_{\text{периг}} = 5,6 \cdot 10^{-9} \frac{er_1}{a(1-e^2)}. \quad (2,14)$$

Из (2,13a) и (2,13b) видно, что изменения величин 2Φ и $-\beta^2$ с углом θ одинаковы по амплитуде и по фазе; поэтому они вносят равный вклад в общее относительное изменение частоты (2,14).

Для круговой орбиты ($e=0$) выражение (2,13) переходит в

$$\frac{\Delta f}{f} = 1,4 \cdot 10^{-9} \left(1 - \frac{1,5}{1 + \frac{h}{r_1}} \right), \quad (2,15)$$

где $h=a-r_1$ есть высота спутника над Землей. Это значение в два раза больше аналогичной величины, полученной в работе⁴ для круговой орбиты, что является следствием двухсторонней радиосвязи со спутником, используемой методом исключения эффекта Доплера 1-го порядка в рассмотренном выше случае.

Величина (2,14) возрастает с увеличением эксцентриситета; поэтому для измерения гравитационного смещения частоты выгодно иметь сильно вытянутую эллиптическую орбиту спутника.

Пусть искусственный спутник Земли движется по орбите, имея наименьшую высоту над Землей $h_{\min} = 300$ км и наибольшую высоту $h_{\max} = 10\,000$ км. Для этой орбиты $a = 11\,520$ км и $e = 0,423$. Относительное смещение частоты $\frac{\Delta f}{f}$, согласно (2,13), будет меняться в пределах от $-9 \cdot 10^{-10}$ в перигее до $+7 \cdot 10^{-10}$ в апогее. Полное изменение смещения частоты, согласно (2,14), равно $1,6 \cdot 10^{-9}$. Наибольшая скорость движения спутника по орбите, согласно (2,9), будет равна $9,24$ км/сек. Соответствующее этому относительное смещение частоты вследствие эффекта Доплера 1-го порядка составит примерно $3 \cdot 10^{-5}$, что более чем на четыре порядка превышает смещение частоты, обусловленное суммарным действием эффекта

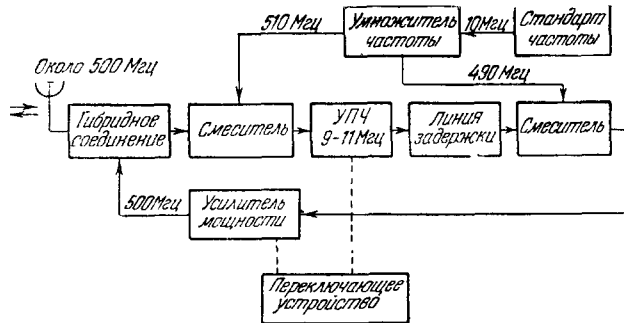


Рис. 18. Блок-схема аппаратуры, установленной на искусственном спутнике Земли⁵.

Доплера 2-го порядка и гравитационного эффекта. Период обращения спутника вокруг Земли, согласно (2,10), будет равен 3 часам 25 минутам.

В рассмотренном способе двусторонней радиосвязи земного наблюдателя с искусственным спутником Земли предполагается, что передача и прием сигнала должны вестись практически на одинаковых частотах.

В режиме непрерывного излучения сигналов с Земли и со спутника это осуществить невозможно, если прием и передача сигналов в каждом из этих пунктов ведутся на одной антенне или на двух близко расположенных антеннах. Из-за большого расстояния между этими пунктами мощности принимаемого и передаваемого сигналов будут различаться примерно на десять порядков. Для нормальной работы радиоприемной аппаратуры необходимо, чтобы поступающая на ее вход мощность передатчика того же пункта была значительно меньше мощности принимаемого сигнала. Поэтому электрическая развязка между выходом передатчика и входом приемника в каждом пункте должна быть не менее чем на 120 дБ. Это можно осуществить, лишь ведя передачу и прием на отдельных, далеко расставленных одна от другой антеннах.

В работе⁸⁰ для осуществления двусторонней радиосвязи на одинаковых частотах предложен импульсный метод, позволяющий вести прием и передачу сигналов не одновременно. Принятые на спутнике импульсы сигнала длительностью от 1 до 10 мксек на время продолжительности импульса и переключения аппаратуры с приема на передачу сохраняются в линии задержки и затем излучаются на Землю. Блок-схема аппаратуры спутника приведена на рис. 18. Частота сигнала выбирается в пределах от 500 до 1000 МГц в значительной степени вследствие необходимости применения в аппаратуре полупроводниковых устройств. Для расстоя-

ний до 16 000 км мощность передатчика на спутнике должна быть в среднем равна около 20 мвт, при пиковом значении около 0,4 вт. На спутнике предлагается установить три комплекта аппаратуры с генераторами, работающими на различных частотах и с различными температурными коэффициентами частоты, в целях исключения систематических ошибок, вызванных изменением температурного режима спутника при его нахождении в тени Земли и вне ее. Общая потребляемая мощность на спутнике будет порядка 3 вт, и вес всей аппаратуры с батареями питания около 16 кг⁸⁰.

Блок-схема пункта наблюдения на Земле приведена на рис. 19. В приемнике применен дискриминатор задержки для исключения влияния сигналов передатчика на прием. Стандарты частоты на Земле и спутнике смещены между собой на величину порядка 10^{-6} по частоте. Это

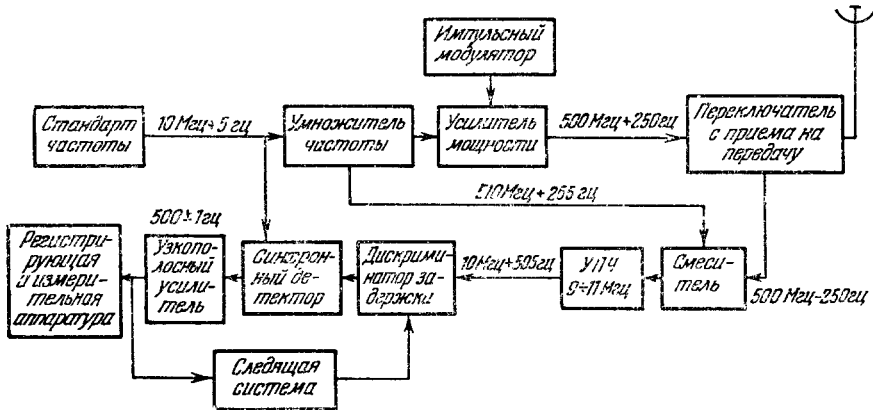


Рис. 19. Блок-схема аппаратуры, установленной в пункте наблюдения на Земле⁸¹.

позволяет выделить принятый сигнал на фоне помех, применяя узкополосный фильтр, не влияя при этом существенно на результат исключения эффекта Доплера 1-го порядка, как это видно из формулы (2,7). Узкая полоса приема позволяет иметь малую мощность передатчика на спутнике. Наоборот, принимаемый на спутнике сигнал с неисключенным эффектом Доплера усиливается в широкой полосе частот и большое отношение мощностей сигнала к шуму здесь имеет место за счет большой мощности передатчика на Земле. Для антенны с площадью 10 м² на Земле мощность передатчика должна быть около 500 вт в среднем и 10 квт в импульсе⁸⁰.

Для исключения эффекта Доплера первого порядка очень важно, чтобы случайные флуктуации электрической длины пути сигнала, проходящего как от Земли к спутнику, так и в обратном направлении, были малы или хорошо коррелированы между собой. Известно, что флуктуации фазы радиоволн возникают в турбулентных неоднородностях тропосферы и слое F_2 ионосферы⁸¹⁻⁸⁵.

Тропосферные флуктуации возникают вследствие изменений диэлектрической проницаемости ϵ воздуха. Это изменение $\Delta\epsilon_0$ очень мало по сравнению со средней величиной диэлектрической проницаемости ϵ_0 вдоль пути распространения радиоволн, которая очень близка к единице ($\frac{\Delta\epsilon_0}{\epsilon_0} \ll 1$ и $\epsilon_0 \approx 1$). Согласно⁸¹ предполагается, что неоднородности диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon_0$ и, следовательно,

коэффициента преломления $n = \sqrt{\bar{\varepsilon}} \approx \sqrt{\bar{\varepsilon}_0 + \frac{\Delta\varepsilon_0}{2}}$ радиоволн изотропно распределены в тропосфере в виде отдельных «сгустков» и «разряжений», имеющих средний характеристический размер l_0 . Проходящие через среду радиоволны испытывают ряд случайных изменений длины электрического пути, так что полная флуктуация фазы равна сумме отдельных изменений фазы, вызываемых неоднородной средой на всем пути распространения радиоволн. Флуктуация фазы ψ_0 может быть записана в виде

$$\psi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L (n - n_0) dl = \frac{\pi}{\lambda} \int_0^L \Delta\varepsilon_0(l) dl, \quad (2,16)$$

где λ — длина радиоволн, $n = \sqrt{\bar{\varepsilon}_0}$ и L — эффективная толщина слоя турбулентных неоднородностей в тропосфере. Средняя величина ψ_0 равна нулю. Дисперсия ψ_0 равна

$$\overline{\psi_0^2} = \frac{\pi^2}{\lambda^2} \int_0^L \int_0^L \overline{\Delta\varepsilon_0^*(l_1) \Delta\varepsilon_0(l_2)} dl_1 dl_2. \quad (2,17)$$

Статистические свойства диэлектрической проницаемости в тропосфере определяются выражением

$$\overline{\Delta\varepsilon_0^*(l_1) \Delta\varepsilon_0(l_2)} = \overline{|\Delta\varepsilon_0|^2} C(|l_{12}|), \quad (2,18)$$

причем функция пространственной корреляции $C(|l_{12}|)$ зависит только от расстояния $|l_{12}|$ между двумя точками, в которых одновременные изменения диэлектрической проницаемости равны, соответственно, $\Delta\varepsilon_0(l_1)$ и $\Delta\varepsilon_0(l_2)$. Экспериментальные данные⁸¹ указывают на экспоненциальную форму функции пространственной корреляции

$$C(|l_{12}|) = \exp \left[-\frac{|l_{12}|}{l_0} \right]. \quad (2,19)$$

В направлении распространения радиоволн $l_{12} = l_1 - l_2$. Из (2,17), (2,18) и (2,19) вычисляется полная средняя квадратичная флуктуация фазы ψ :

$$\psi = \sqrt{\overline{\psi_0^2}} \approx \frac{\sqrt{2} l_0 L \pi \Delta\varepsilon}{\lambda} \text{ при } L \gg l_0, \quad (2,20)$$

где $\Delta\varepsilon = \sqrt{\overline{(\Delta\varepsilon_0)^2}}$ — среднее квадратичное изменение диэлектрической проницаемости воздуха в тропосфере.

Для безоблачной атмосферы численные значения входящих в (2,20) величин равны:

$$l_0 \approx 60 \text{ м}, \quad L = 6000 \text{ м}, \quad \Delta\varepsilon \approx 10^{-6}.$$

Флуктуация фазы (2,20) составляет

161

$$\psi \approx 9 \cdot 10^{-12} f \text{ рад},$$

где f — частота сигнала в гц . В условиях дождевых облаков флуктуации фазы возрастают. В этом случае $l_0 \approx 6 \text{ м}$, $L \approx 1500 \text{ м}$ и $\Delta\varepsilon \approx 20 \cdot 10^{-6}$. Тогда

$$\psi \approx 2,8 \cdot 10^{-11} f \text{ рад}.$$

Экспериментальное изучение флуктуации фазы в работе⁸² при распространении радиоволн $\lambda = 30 \text{ см}$ в тропосфере находится в согласии с приведенными цифрами. Большие флуктуации достигали величины $\psi \approx 10^{-10} f \text{ рад}$, но продолжались в среднем около одного часа. тогда как флуктуации фазы за время порядка одной минуты составляли около $\approx 5 \cdot 10^{-12} \text{ рад}$.

Ионосферные флуктуации фазы возникают вследствие изменений электронной концентрации. Турбулентные неоднородности в слое F_2 наиболее значительны в полночь по местному времени. Согласно ⁸⁴ предполагается, что турбулентные неоднородности электронной концентрации изотропно распределены в ионосфере, имея средний характеристический размер, равный h_0 . Влияние магнитного поля на форму и распределение неоднородностей не учитывается. Тогда флуктуация фазы ψ_0 может быть рассчитана так же, как и в случае тропосферы:

$$\psi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^H (n - n_0) dh = \lambda r_e \int_0^H \Delta N(h) dh, \tag{2,21}$$

где показатель преломления радиоволн n и его средняя величина n_0 на пути распространения радиоволн в ионосфере очень близки к единице:

$$n = n_0 - \Delta n, \quad n_0 = 1 - \frac{\lambda^2 r_e N}{2\pi}, \quad \Delta n \approx \frac{\lambda^2 r_e \Delta N(h)}{2\pi} \ll 1,$$

$r_e = 2,8 \cdot 10^{-15}$ м — классический радиус электрона, N — средняя величина электронной концентрации в ионосфере, $\Delta N(h)$ — отклонение электронной концентрации в турбулентных неоднородностях от ее средней величины N , H — толщина слоя ионосферы. Как и прежде, $\bar{\psi}_0 = 0$, а дисперсия ψ_0 равна

$$\overline{\psi_0^2} = \lambda^2 r_e^2 \int_0^H \int_0^H \overline{\Delta N(h_1) \Delta N(h_2)} dh_1 dh_2. \tag{2,22}$$

Функция корреляции отклонений электронной концентрации ΔN от средней величины имеет вид

$$\overline{\Delta N(h_1) \Delta N(h_2)} = \overline{|\Delta N|^2} \exp \left[-\frac{|h_1 - h_2|}{h_0} \right]. \tag{2,23}$$

Поэтому полная средняя квадратичная ионосферная флуктуация фазы ψ равна

$$\psi = V \overline{\psi_0^2} \approx \lambda r_e \Delta N V \sqrt{2h_0 H} \text{ при } H \gg h_0. \tag{2,24}$$

Численные значения входящих в (2,24) величин примерно следующие: $h_0 \approx 1$ км, $H \approx 55$ км, $\Delta N \approx 10^{11}$ м⁻³ для больших флуктуаций во время сильной солнечной активности. При этом

$$\psi \approx 8,8 \cdot 10^8 f^{-1} \text{ рад},$$

где f — частота сигнала в *гц*. Днем при нормальной ионосферной активности флуктуация фазы значительно меньше указанной величины за все время от восхода до захода Солнца. Отметим, что формулы (2,20) и (2,24) получены для вертикального направления распространения радиоволн. Для других направлений ψ возрастает пропорционально квадратному корню из секанса зенитного угла. Для углов, близких к 90°, ψ возрастает медленнее, оставаясь конечным.

Процесс измерения гравитационного смещения частоты состоит в записи низкой звуковой частоты Δf , определяемой выражениями (2,6) и (2,13), и измерения полного изменения фазы $2\pi t \Delta f$ за время t порядка 10 сек. Так как $\frac{\Delta f}{f} \approx 10^{-9}$, то $2\pi t \Delta f \approx 6,28 \cdot 10^8 f \text{ рад}$. Атмосферные флуктуации позволяют измерить эту величину с точностью $\pm \psi$. Для тропосферы отношение

$$\frac{\psi}{2\pi t \Delta f} \approx \frac{2,8 \cdot 10^{11}}{6,28 \cdot 10^8} \approx 4,5 \cdot 10^{-4},$$

т. е. точность измерения гравитационного смещения частоты будет выше, чем $\pm 0,1\%$. Фактически вследствие корреляции флуктуаций электрической длины пути при распространении сигнала от Земли к спутнику и обратно точность измерений будет еще выше. Действительно, при наибольшем удалении спутника от Земли, например 15 000 км, время распространения сигнала до спутника и обратно, включая время задержки сигнала в аппаратуре спутника, составит около $\tau = 0,1$ сек. За это время флуктуация фазы будет $< 10^{-12} f$. Горизонтальное перемещение спутника относительно земного наблюдателя за то же время меньше 1 км. Соответствующее пространственное смещение направления распространения сигнала в тропосфере на высоте 1,5 км не превысит 0,1 м, что на два порядка меньше размера тропосферной турбулентной неоднородности, внутри которой смещения фазы хорошо коррелированы. Таким образом, тропосферные флуктуации фазы можно считать пренебрежимо малыми.

Для ионосферы отношение

$$\frac{\psi}{2\pi t \Delta f} \approx \frac{8,8 \cdot 10^{8} f^{-1}}{6,28 \cdot 10^{-8} f} \approx 1,4 \cdot 10^{16} f^{-2}.$$

Для частоты $f = 100$ Мгц получим $\frac{\psi}{2\pi t \Delta f} \approx 0,014$. Однако вследствие корреляции флуктуаций электрической длины пути при распространении сигнала от Земли к спутнику и обратно точность измерений будет выше. Коррелированные флуктуации фазы будут исключаться из величины Δf так же, как исключается эффект Доплера 1-го порядка, ибо оба явления эквивалентны изменению эффективной длины пути между земным наблюдателем и спутником. Наблюдениями установлено (рис. 14 в работе⁸⁴), что в периоды магнитных возмущений скорость изменения фазы составляет примерно 8π рад/мин. Считая функцию корреляции экспоненциальной, имеем:

$$\rho(\tau) = e^{-\omega_0 \tau}, \quad (2,25)$$

где $\omega_0 = \frac{8\pi}{60} = 0,42$ рад/сек. Непосредственная в Δf средняя квадратичная величина флуктуации фазы составит

$$\Delta\psi = \psi \sqrt{2(1-\rho)}, \quad (2,26)$$

что при $\tau = 0,1$ сек дает $\Delta\psi = 0,285 \psi$. Таким образом, полное изменение фазы $2\pi t \Delta f$ может быть измерено с точностью $\pm \Delta\psi$. Для $f = 1000$ Мгц получим:

$$\frac{\Delta\psi}{2\pi t \Delta f} \approx 0,004.$$

В этом случае точность измерений равна $\pm 0,4\%$. Увеличивая время измерения t до одной минуты, можно повысить точность измерений на частоте $f = 1000$ Мгц до $\pm 0,06\%$. Очевидно, при более высокой частоте сигнала точность измерений быстро возрастает, и для диапазона сантиметровых волн влияние ионосферных флуктуаций фазы совершенно несущественно. Практически частоту сигнала можно выбирать в пределах от $f = 500$ Мгц до $f = 15\,000$ Мгц. Со стороны высоких частот этот предел определяется величиной поглощения мощности сигнала в атмосфере Земли.

При малых частотах f (в метровом диапазоне волн) флуктуации фазы будут очень велики. В этом случае рассмотренный способ связи со спутником может представить собой метод изучения турбулентных неоднородностей в ионосфере.

Осуществление двусторонней радиосвязи пункта наблюдения на Земле с искусственным спутником Земли в режиме непрерывного излучения

сигнала обоими передатчиками возможно только в том случае, когда передатчики излучают сигналы с различными частотами. При этом также возможно исключение эффекта Доплера 1-го порядка. Способ радиосвязи подобен изложенному в⁵: с Земли передается сигнал со стабильной частотой f и принимается на спутнике с частотой f' , определяемой формулой (2,2). В аппаратуре спутника частота f' путем ее умножения и деления преобразуется в другую, равную kf' , где k — несократимая дробь, числитель и знаменатель которой не равны единице. Колебания на частотах f' и kf' когерентны, разность фаз между ними, отнесенная к одной из этих частот, сохраняется постоянной. На спутнике имеется генератор со стабильной частотой F , с которой смешивается преобразованная частота сигнала, и новый сигнал с разностной частотой

$$f'' = F - kf' \tag{2,27}$$

передается на Землю, где он принимается с частотой f''' , определяемой формулой (2,4). Таким образом,

$$f''' = \left(F - kf' \frac{1 - \beta \cos \alpha}{\sqrt{1 - \beta^2 + 2\Phi}} \right) \frac{\sqrt{1 - \beta^2 + 2\Phi}}{1 + \beta \cos \alpha}. \tag{2,28}$$

Разложение в ряд этого выражения по β и Φ с удержанием членов, содержащих β^2 и Φ , при отбрасывании всех членов с более высокими степенями β и Φ дает следующее:

$$f''' = F - kf' + (F - 2kf') (\beta^2 \cos^2 \alpha - \beta \cos \alpha) + F \left(\Phi - \frac{\beta^2}{2} \right). \tag{2,29}$$

Очевидно, эффект Доплера 1-го порядка будет исключен только при условии

$$F = 2kf'. \tag{2,30}$$

При этом отношение частот сигналов, излучаемых со спутника и с Земли, близко к величине k и ни одна из этих частот не лежит близко к гармонике другой частоты, что позволяет легко разделить одновременно принимаемый и излучаемый сигналы даже при работе на одной антенне как на Земле, так и на спутнике. Измеряемая разность частот будет равна

$$\Delta f = f''' - kf' = kf' (2\Phi - \beta^2). \tag{2,31}$$

Она образуется при смешении частоты принятого на Земле сигнала с преобразованной в k раз частотой сигнала, излучаемого с Земли.

Процесс измерения гравитационного смещения частоты остается прежним. Влияние тропосферных флуктуаций фазы на точность измерений будет столь же малым, как и для импульсного метода радиосвязи на одинаковых частотах. Влияние ионосферных флуктуаций будет также мало, хотя вследствие дисперсии их корреляция на пути сигнала от Земли к спутнику и обратно будет менее эффективной. Ионосферные флуктуации фазы будут определяться в основном меньшей из двух частот f и kf' . Однако, кроме этого, на точность измерений будет влиять общее изменение количества электронов вдоль пути распространения сигнала от Земли до спутника, так как электрические длины путей сигнала для частот f и kf' не равны между собой.

Это обстоятельство не связано с неоднородностями в ионосфере, но оно также несколько нарушит условие компенсации эффекта Доплера 1-го порядка.

Действительно, электрическая длина пути равна

$$D = \int_0^s ndR, \tag{2,32}$$

где

$$n = 1 - \frac{Nc^2 r_c}{2\pi f^2} \quad (2,33)$$

— коэффициент преломления радиоволн в том месте ионосферы, в котором электронная концентрация равна N . Интеграл (2,32) взят вдоль геометрического пути R распространения сигнала (между точками O и S на рис. 16). По существу дела, эффект Доплера 1-го порядка вызывается изменением во времени величины D , а не R . Поэтому в формуле (2,28) величину $\beta \cos \alpha$ нужно заменить на $\frac{1}{c} \frac{dD}{dt} = \beta \cos \alpha - A(f)$ для частоты f в числителе и для частоты kf в знаменателе. Тогда вместо формулы (2,31) измеряемая разность частот будет равна

$$\Delta f = f'' - kf = kf \{2\Phi - \beta^2 - A(f)(1 - h^{-2})[1 - \beta \cos \alpha + h^{-2} A(f)]\}, \quad (2,34)$$

где

$$A(f) = \frac{r_c c}{2\pi f^2} \frac{d}{dt} \left(\int_0^s N dR \right). \quad (2,35)$$

Известно⁸⁶, что количество электронов в вертикальном столбе с площадью сечения 1 см^2 и высотой 300 км от поверхности Земли до максимума электронной концентрации в ионосфере равно около $2 \cdot 10^{13}$. Если спутник в перигее будет пролетать над земным наблюдателем на этой высоте ($h=300 \text{ км}$) (рис. 17) со скоростью $v \approx 10 \text{ км/сек}$, то

$$\int_0^s N dR \approx 2 \cdot 10^{13} \cos^{-1} z \text{ см}^2.$$

Но $v = \frac{d}{dt}(h \operatorname{tg} z)$, т. е. $\frac{d \operatorname{tg} z}{dt} = \frac{1}{30} \text{ сек}^{-1}$. Поэтому

$$\frac{d}{dt} \left(\int_0^s N dR \right) = 2 \cdot 10^{13} \frac{d}{dt} (\cos^{-1} z) = 7 \cdot 10^{11} \sin z \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}.$$

Для $z = 45^\circ$ получим:

$$A(f) \approx 7 \cdot 10^8 f^{-2},$$

где f — частота сигнала в гц .

В апогее спутник будет находиться вне ионосферы на высоте около $10\,000 \text{ км}$ над Землей, двигаясь со скоростью около 4 км/сек . Количество электронов в вертикальном столбе с сечением 1 см^2 , пронизывающим всю толщу ионосферы, равно около 10^{14} . В этом случае для $z=45^\circ$ получим:

$$A(f) \approx 4 \cdot 10^7 f^{-2}.$$

Значение интеграла $\int_0^s N dR$ может меняться с течением времени вследствие физических процессов в ионосфере, особенно во время восхода и захода Солнца и в периоды магнитных бурь. Известно⁸⁶, что во время восхода Солнца в течение одного часа критическая частота может измениться в $2 \div 3$ раза; следовательно, электронная концентрация может измениться в $4 \div 9$ раз. Если так же меняется весь интеграл, то

$$\frac{d}{dt} \left(\int_0^s N dR \right) \approx 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$$

и $A(f) \approx 10^8 f^2$. Можно предполагать, что во время магнитных бурь величина $A(f)$ может увеличиться на порядок. В особенности это относится к районам интенсивных полярных сияний (широта $60 \div 70$). Таким образом, $A(f)$ имеет величину порядка $A(f) \approx (10^8 \div 10^9) f^2$. Для частоты $f = 1000 \text{ МГц}$ имеем $A \approx 10^{10} \div 10^9$.

Очевидно, формулу (2,34) с вполне достаточной точностью можно переписать в виде

$$\Delta f = f''' - kf = kf [2\Phi - \beta^2 - A(f)(1 - k^2)]. \quad (2,36)$$

Итак, в этом способе радиосвязи (например, при $k = \frac{2}{3}$) ионосфера может внести изменение частоты того же порядка величины, что и гравитационное смещение частоты. Это влияние ионосферы на точность измерений гравитационного смещения частоты, в отличие от влияния тропосферных и ионосферных флуктуаций фазы ψ , не может быть уменьшено за счет увеличения времени t единичного измерения. Однако оно будет резко уменьшаться при увеличении частоты f и в сантиметровом диапазоне волн будет невелико. Конечно, оно будет тем меньше, чем ближе к единице будет величина k , т. е. чем меньше разность частот сигналов, излучаемых с Земли и со спутника.

В метровом диапазоне волн ионосферное смещение частоты будет значительно превышать гравитационное смещение; поэтому такой способ радиосвязи может явиться методом исследования ионосферы, т. е. мето-

дом изучения изменения интеграла $\int_0^h N dR$ во времени и пространстве (разрезы в плоскости: наблюдатель на Земле — путь движения спутника). Таким путем могут изучаться крупные ионосферные неоднородности и их эволюция (целлюлярные волны⁸⁷). Одновременно мелкие турбулентные неоднородности могут изучаться по флуктуациям фазы ψ .

Можно осуществить другой способ радиосвязи земного наблюдателя со спутником, практически свободный от влияния ионосферы в режиме непрерывного излучения сигналов как с Земли, так и со спутника на близких частотах сантиметрового диапазона. Молекулярный генератор генерирует колебания с мощностью порядка 10^{-10} вт на волнах около 1,3 см. Непосредственная радиосвязь на таких волнах нецелесообразна вследствие большого поглощения сигнала в атмосфере в полосе поглощения паров воды¹⁰⁵. Но уже на волнах в два раза более длинных поглощение не очень велико и радиосвязь возможна.

Пусть в пункте земного наблюдения имеются два молекулярных генератора генерирующих электрические колебания с близкими между собой частотами f_1 и f_2 , например, равными частотам спектральных линий аммиака, с квантовыми числами $J=K-2$ и $J=K=3$. Излучаемый с Земли сигнал имеет частоту $f = \frac{1}{4}(f_1 + f_2)$, стабилизированную обоими молекулярными генераторами. Принятая на спутнике частота сигнала будет равна

$$f' = f \frac{1 - \beta \cos \alpha - A(f)}{\sqrt{1 - \beta^2 + 2\Phi}}. \quad (2,37)$$

На спутнике также имеются два молекулярных генератора с теми же частотами f_1 и f_2 , которые используются для образования двух сигналов, имеющих частоты

$$F_1 = f_1 - f', \quad F_2 = f_2 - f' \quad (2,38)$$

и излучаемых на Землю. Принятые на земле сигналы будут иметь частоты

$$F'_1 = F_1 \frac{\sqrt{1-\beta^2-2\Phi}}{1-\beta \cos \alpha - A(F_1)}, \quad F'_2 = F_2 \frac{\sqrt{1-\beta^2+2\Phi}}{1+\beta \cos \alpha - A(F_2)}. \quad (2,39)$$

Подставляя (2,37) и (2,38) в (2,39) и разлагая оба равенства (2,39) в ряды по Φ , A и β , удерживая в разложениях члены с первыми степенями Φ и A и со вторыми степенями β и отбрасывая все члены более высокого порядка по отношению к этим величинам, получим:

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= f_1 - f + (2f - f_1) (\beta \cos \alpha - \beta^2 \cos^2 \alpha) + f_1 \left(\Phi - \frac{\beta^2}{2} \right) + \\ &\quad + (f_1 - f) A(F_1) - fA(f), \\ F'_2 &= f_2 - f + (2f - f_2) (\beta \cos \alpha - \beta^2 \cos^2 \alpha) + f_2 \left(\Phi - \frac{\beta^2}{2} \right) + \\ &\quad + (f_2 - f) A(F_2) - fA(f). \end{aligned} \right\} \quad (2,40)$$

На Земле частоты сигналов F'_1 и F'_2 смешиваются с частотой излучаемого сигнала f , и образуется разность

$$\Delta f = F'_1 + F'_2 - 2f = 2f \left[2\Phi - \beta^2 + \frac{\delta^2}{f^2 - \delta^2} A(f) \right], \quad (2,41)$$

не содержащая смещения частоты вследствие эффекта Доплера 1-го порядка. Здесь $\delta = \frac{1}{2}(f_2 - f_1)$.

Если $f_1 = 23722,6$ Мгц и $f_2 = 23870,1$ Мгц, т. е. они равны частотам указанных выше спектральных линий аммиака $N^{14}H_3$, то входящая в формулу (2,41) величина $\frac{\delta^2}{f^2 - \delta^2} \approx 4 \cdot 10^{-5}$. Эта величина почти на пять порядков меньше величины $1 - k^{-2}$ при $k = 2/3$, входящая в формулу (2,36),

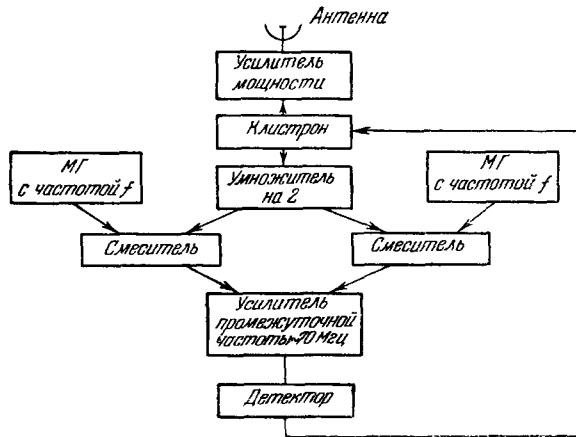


Рис. 20. Блок-схема ФАП клистрона по двум молекулярным генераторам¹¹³.

если в обоих случаях одинаковы частоты f . Поэтому влияние ионосферы на точность измерения разности частот (2,41) в рассматриваемом способе радиосвязи совершенно несущественно.

Практическое осуществление этого способа может быть следующим. На Земле (блок-схема рис. 20) колебания с частотой сигнала $f = \frac{1}{4}(f_1 + f_2)$ генерируются отражательным клистроном, стабилизированным двумя

молекулярными генераторами методом фазовой автоподстройки (ФАП) (см. § 4 предыдущей главы). Вторая гармоника частоты клистрона смешивается с частотой каждого молекулярного генератора, и полученные две промежуточные частоты $f_2 - 2f$ и $2f - f_1$ усиливаются в одном усилителе с шириной полосы около 2 Мгц. В режиме стабилизации обе эти частоты строго равны между собой и имеют примерно одинаковые амплитуды. Постоянный ток на выходе следующего за усилителем детектора будет зависеть от разности фаз между этими частотами; создаваемое им напряжение подается на отражатель клистрона, чем замыкается цепь обратной связи схемы стабилизации. Малое изменение частоты клистрона немедленно приведет к различному изменению промежуточных частот и, следовательно, к изменению разности фаз между ними, что изменит напряжение на отражателе клистрона и возвратит частоту клистрона к ее прежней величине. Стабильность частоты клистрона будет такая же, как и для молекулярного генератора, хотя мощность генерируемых им колебаний на 8—9 порядков больше мощности колебаний, генерируемых молекулярным генератором. Вместе с тем частота второй гармоники клистрона на десятки мегагерц отличается от частот молекулярных генераторов, поэтому влияние клистрона на величину и стабильность этих частот практически устранено.

Радиоизлучение, генерируемое клистроном, передается на спутник. Если антенна на Земле имеет коэффициент направленного действия порядка 10^5 , а на спутнике около 10^3 , то излучаемая с Земли мощность сигнала ~ 10 вт создаст на спутнике на расстоянии 10 000 км сигнал приблизительно такой же мощности, которую дает молекулярный генератор. Этот сигнал с одним из молекулярных генераторов, установленных на спутнике, используется для стабилизации частоты клистрона⁵⁴, генерирующего колебания одного из двух сигналов, излучаемых со спутника на Землю. Соответствующая блок-схема изображена на рис. 21. Основная частота клистрона F_1 смешивается с частотой принятого с Земли сигнала f' , образуя промежуточную частоту $f' - F_1$. Вторая гармоника частоты клистрона $2F_1$ смешивается с частотой молекулярного генератора f_1 , образуя промежуточную частоту $f_1 - 2F_1$. Обе промежуточные частоты усиливаются одним усилителем. В режиме стабилизации обе эти частоты строго равны между собой (поэтому $F_1 = f_1 - f'$). Постоянный ток на выходе следующего за усилителем детектора будет зависеть от разности фаз между этими частотами; создаваемое им напряжение подается на отражатель клистрона. Малое изменение частоты клистрона изменит вторую промежуточную частоту на величину, в два раза большую, чем первую. Это приведет к изменению разности фаз между ними, что в свою очередь изменит напряжение на отражателе клистрона и возвратит его частоту к прежней величине. Тем самым осуществляется фазовая автоподстройка (ФАП)

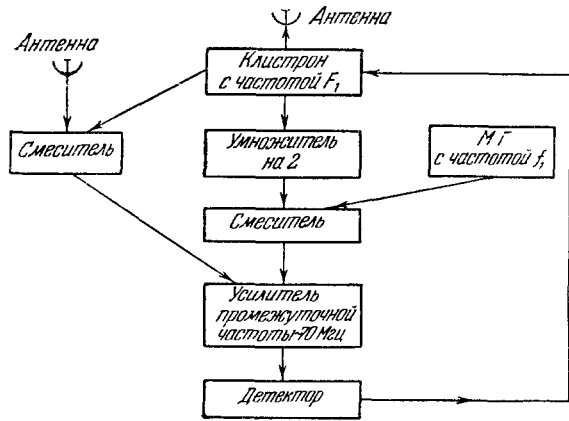


Рис. 21. Блок-схема ФАП клистрона на спутнике по молекулярному генератору и сигналу с Земли.

клизотрона по частоте принятого на спутнике сигнала и установленного на нем молекулярного генератора. Второй излучаемый со спутника сигнал создается аналогичным образом с помощью второго клизотрона и молекулярного генератора.

Принятый на спутнике сигнал отличается от каждого из излучаемых сигналов примерно на 70 Мгц при частоте сигнала около 12 000 Мгц. Прием и передача сигналов могут происходить на одной антенне, так как проникновение мощности излучаемого сигнала в тракт приемника можно устранить, применяя ферритовые развязки и узкополосные фильтры, выполненные в виде объемных резонаторов с добротностью порядка

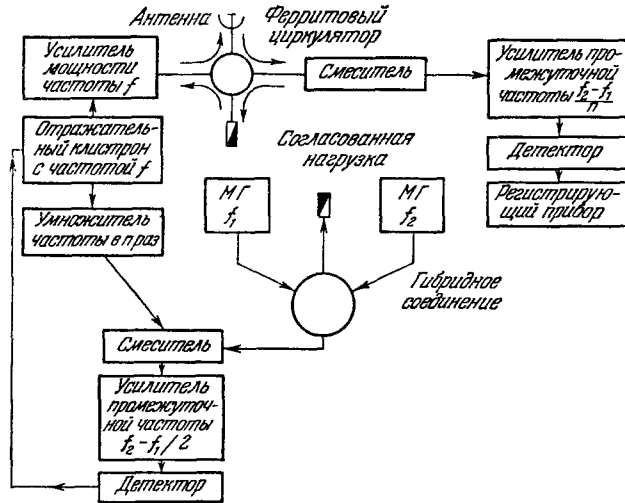


Рис. 22. Блок-схема аппаратуры на Земле с ФАП клизотрона по n -й гармонике⁵³.

нескольких тысяч и со стабильной резонансной частотой (например, резонаторы, изготовленные из инвара). К тому же можно допустить прохождение в тракт приемника мощности излучаемого сигнала, сравнимой с мощностью принимаемого сигнала, так как оба они используются в схеме стабилизации клизотрона.

На Земле также возможны прием и передача сигналов на одной антенне, так как для образования измеряемой разности частот⁴¹ необходимо лишь смещение частот излучаемого и принимаемых сигналов. Например, применяя ферритовый циркулятор на входе антенны, можно направить в детектор почти полную мощность принимаемых сигналов и лишь очень малую часть мощности излучаемого сигнала. Получив после детектора две промежуточные частоты $F'_2 - f$ и $f - F'_1$, можно усилить их в одном усилителе, после чего второй детектор выделит их разность $\Delta f = F'_1 + F'_2 - 2f$, которая измеряется описанным выше методом измерения полной разности фаз $2\pi t \Delta f$ за короткое время t (порядка 10 сек).

Мощность сигнала, излучаемого со спутника, может быть порядка 0,01 вт и даже меньше. Для 0,01 вт на расстоянии 10 000 км при КНД антенны на спутнике 10^3 и на Земле 10^5 мощность сигнала принятого на Земле будет равна около $4 \cdot 10^{-14}$ вт. Если коэффициент шума приемника на Земле будет равен 40, то при полосе приема 100 гц мощность шума будет равна $\sim 2 \cdot 10^{-17}$ вт. Отношение мощностей сигнала к шуму составит 2000, что более чем достаточно для проведения измерений.

В изложенном способе радиосвязи земного наблюдателя со спутником на трех частотах f , F_1 и F_2 эти частоты примерно в два раза меньше частот, генерируемых молекулярными генераторами. Это, конечно, не является обязательным условием. Этот же метод осуществим на более длинных волнах. Так, на рис. 22 изображена блок-схема аппаратуры на Земле, работающей на частотах:

$$f = \frac{f_1 + f_2}{2n}, \quad F_1 = \frac{2}{n} f_1 - f', \quad F_2 = \frac{2}{n} f_2 - f'. \quad (2.42)$$

Здесь n -я гармоника частоты клистрона смешивается с частотой каждого молекулярного генератора и полученные две промежуточные частоты $f_2 - nf$ и $nf - f_1$, строго равные между собой в режиме стабилизации, усиливаются в одном усилителе. Благодаря ферритовому циркулятору, включенному на входе антенны, почти вся мощность усиленных колебаний

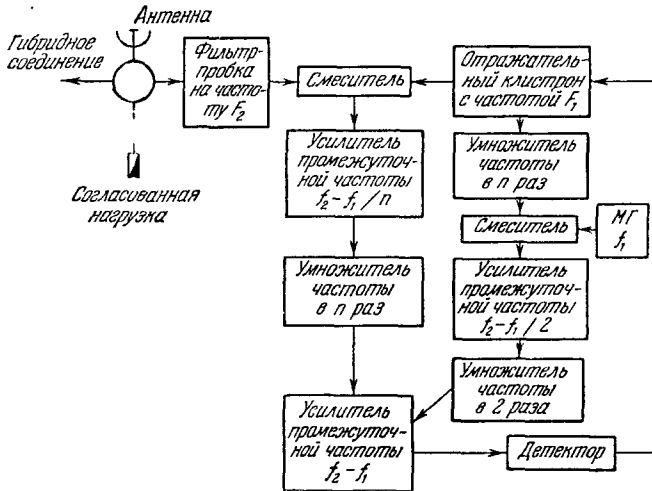


Рис. 23. Блок-схема аппаратуры на спутнике с ФАП клистрона по n -й гармонике при нечетном n (см. 53).

с частотой f излучится в пространство. Лишь небольшая часть мощности попадет в смеситель приемной части аппаратуры вследствие малого отражения от антенны, регулируемой степенью ее согласования с циркулятором. Однако этой мощности достаточно для эффективного преобразования частот F'_1 и F'_2 принимаемых сигналов, вся мощность которых практически будет направлена в смеситель приемной части аппаратуры благодаря тому же ферритовому циркулятору. Преобразованные частоты сигналов $F'_2 - f$ и $f - F'_1$ усиливаются в одном усилителе, вслед за чем детектор выделяет их разность, не содержащую смещения вследствие эффекта Доплера 1-го порядка. Эта разность частот измеряется описанным выше способом регистрации полной разности фаз за время t единичного измерения.

Блок-схема соответствующей аппаратуры на спутнике приведена на рис. 23. Здесь n -я гармоника частоты клистрона F_1 смешивается с частотой молекулярного генератора. Полученная промежуточная частота после усиления и удвоения становится равной $2(f_1 - nF_1)$ и поступает в общий усилитель. С другой стороны, частота клистрона F_1 смешивается с частотой принятого на спутнике сигнала f' и n -я гармоника образованной промежуточной частоты, равная $n(f' - F_1)$, также поступает в общий усилитель. В режиме стабилизации эти две промежуточные частоты в общем

усилителе строго равны между собой, разность фаз между ними определяет напряжение, подающееся в замкнутой цепи обратной связи на отражатель клистрона и стабилизирующее его частоту. Часть мощности клистрона, направляемая к смесителю, ответвляется в антенну и излучается на Землю. В то же время мощность сигнала, подводимая к смесителю, используется в нем полностью. Это можно осуществить благодаря различию частот клистрона и принимаемого сигнала. Выше было показано, что ввиду возможности применения в земной аппаратуре узкополосных фильтров в тракте приема сигнала мощность излучения со спутника может быть достаточно мала. Согласованная нагрузка в гибридном соединении на рис. 23, так же как и на рис. 22 и 24, может быть заменена второй антенной или входить составной частью в одну антенну (например, второй облучатель в параболическом зеркале) для образования нужной диаграммы направленности антенны и поляризации принимаемых и излучаемых радиоволн.

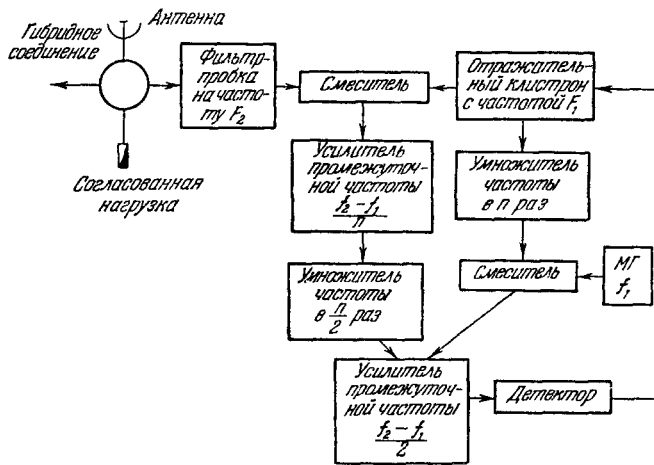


Рис. 24. Блок-схема аппаратуры на спутнике с ФАП клистрона по n -й гармонике при четном n (см. 58).

На рис. 23 изображена лишь половина аппаратуры спутника. Другая аналогичная часть аппаратуры служит для образования частоты F_2 , излучаемой на Землю через ту же антенну. Устранение проникновения сигнала частоты F_2 в схему стабилизации частоты F_2 , которую она может нарушить, достигается включением фильтра-пробки на частоту F_2 , согласно рис. 23. Аналогичное устройство должно быть предусмотрено для защиты схемы стабилизации частоты F_2 .

Изображенная на рис. 23 блок-схема аппаратуры должна быть осуществлена в том случае, если n — нечетное число. Если n — четное число, то блок-схема может быть упрощена, как это изображено на рис. 24. В обоих случаях аппаратура на Земле остается прежней, соответствующей блок-схеме на рис. 22.

Следует отметить, что для нормальной работы систем стабилизация частоты клистронов в аппаратуре спутника, выполненной на одной из схем рис. 21, 23 и 24, сигналы двух промежуточных частот, полученных в результате смешения частоты клистрона с частотой молекулярного генератора, с одной стороны, и частоты клистрона с частотой принимаемого с Земли сигнала, с другой, — должны иметь приблизительно одинаковые амплитуды в их общем усилителе. Для этого должна быть предусмотрена автоматическая регулировка амплитуды той промежуточной частоты,

которая образуется при смешении с частотой сигнала, поскольку его амплитуда будет зависеть от расстояния между пунктом земного наблюдения и спутником. В отсутствие сигнала с Земли частота клистронов на спутнике не будет стабилизирована и может значительно отличаться от ее стабилизированной величины. Поэтому в аппаратуре спутника должна быть предусмотрена возможность свивирования нестабилизированной частоты клистронов в определенных пределах с той целью, чтобы в начале

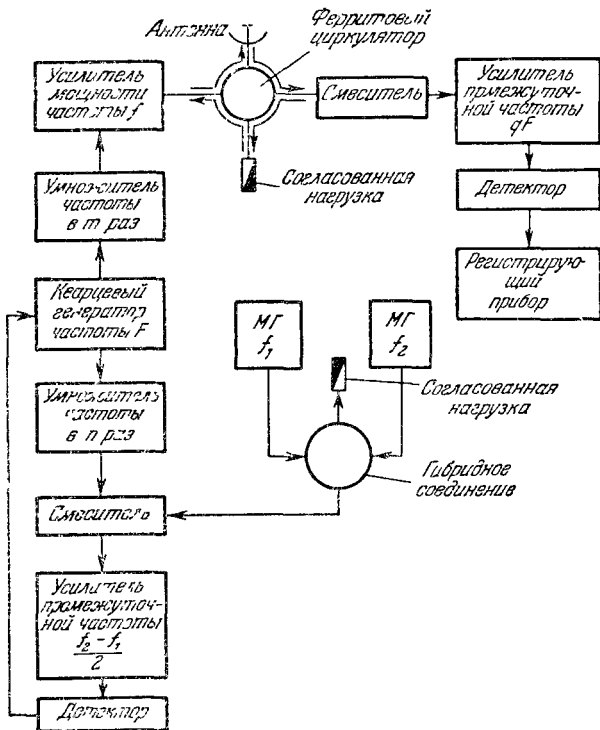


Рис. 25. Блок-схема аппаратуры на Земле с ФАП кварцевого генератора по двум молекулярным генераторам¹¹³.

приема сигнала частота клистронов вошла в полосы захватывания и удержания системы стабилизации (ФАП), после чего схема свивирования должна отключаться, а частота клистронов оставаться стабилизированной.

Вместо клистронов можно с успехом применять кварцевые генераторы с значительно более низкими частотами и с использованием гармоник более высокого номера для стабилизации частоты молекулярными генераторами. Необходимое небольшое изменение частоты кварцевого генератора можно производить известными методами, например с помощью реактивной лампы. При этом радиосвязь со спутником можно осуществить на любой гармонике частоты кварцевого гетеродина, например в коротковолновой части дециметрового диапазона. На рис. 25 представлена блок-схема аппаратуры на Земле с кварцевым генератором, стабилизированным двумя молекулярными генераторами, при работе на частотах:

$$f = mF, \quad F_1 = (2m - q)F - f', \quad F_2 = (2m + q)F - f'. \quad (2,43)$$

Здесь $F = \frac{f_1 - f_2}{2n}$ — основная частота кварцевого генератора. Ввиду значительно более высокой стабильности частоты кварцевого генератора по

сравнению с клистроном в отсутствие стабилизации их со стороны молекулярных генераторов ширина полосы пропускания в цепи обратной связи в схеме стабилизации частоты кварцевого генератора может быть значительно более узкой, чем в схеме стабилизации частоты клистрона. Тем самым будет значительно уменьшена мощность шумов аппаратуры в этой цепи и работа схемы стабилизации частоты будет более устойчивой. Вместе с тем может быть упрощена аппаратура на спутнике. В формулах (2,43) величина q не обязательно должна быть целым числом. Но в зависимости от значения q конкретная схема аппаратуры на спутнике может быть различной. Для $q=1$ возможная блок-схема этой аппаратуры приведена

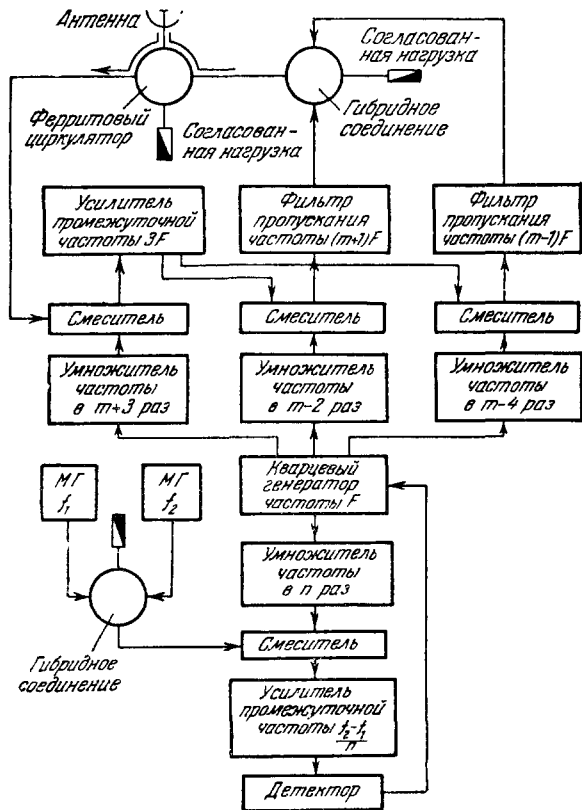


Рис. 26. Блок-схема аппаратуры на спутнике с ФАП кварцевого гетеродина по двум молекулярным генераторам¹¹³.

В аппаратуре, осуществленной по схемам, изображенным на рис. 25 и 26, мощности сигналов, излучаемых с Земли и со спутника, могут быть значительно меньше, чем для схем, изображенных на рис. 20—24, поскольку сигнал, принятый на спутнике, не используется для стабилизации частоты кварца. Поэтому его мощность может быть много меньше мощности молекулярного генератора и даже меньше уровня шумов приемной аппаратуры. При малом отношении мощностей сигнала к шуму в аппа-

на рис. 26. Так же, как и наземная аппаратура, она содержит лишь одну систему стабилизации частоты кварца молекулярными генераторами. От схем рис. 21, 23 и 24 ее отличает также то обстоятельство, что принимаемый сигнал не участвует в системе стабилизации частоты кварца, вследствие чего режим работы системы стабилизации не зависит от осуществления радиосвязи с Землей. Образование частот F_1 и F_2 производится лишь путем смещения гармоник кварца с частотой принимаемого с Земли сигнала. Три умножителя, увеличивающие частоту в $m+3$, $m-2$ и $m-4$ раза (рис. 26), могут быть заменены одной схемой, формирующей узкие импульсы с частотой F и тем самым создающей натуральный ряд гармоник, кратных частоте кварца, имеющих почти одинаковые амплитуды, с последующими тремя узкополосными усилителями, выделяющими нужные гармоники. Заметим также, что в тех случаях, когда применение ферритовых циркуляторов нежелательно или невозможно, они могут быть заменены соединениями соответствующих узкополосных фильтров или применением отдельных антенн для приема и передачи сигналов.

В аппаратуре, осуществленной по схемам, изображенным на рис. 25 и 26, мощности сигналов, излучаемых с Земли и со спутника, могут быть значительно меньше, чем для схем, изображенных на рис. 20—24, поскольку сигнал, принятый на спутнике, не используется для стабилизации частоты кварца. Поэтому его мощность может быть много меньше мощности молекулярного генератора и даже меньше уровня шумов приемной аппаратуры. При малом отношении мощностей сигнала к шуму в аппа-

ратуре спутника процессы смещения, усиления и фильтрации сигнала будут осуществляться нормально, несмотря на присутствие превосходящих по мощности шумов. В аппаратуре на Земле необходимо большое отношение мощностей сигнала к шуму (≥ 1). Это можно обеспечить очень узкой полосой приема, которую возможно применить благодаря компенсации эффекта Доплера 1-го порядка и очень высокой стабильности частоты задающих генераторов. Например, при осуществлении радиосвязи на волне 10 см на расстоянии 10 000 км, при КНД антенны на Земле в 10^5 и КНД антенны на спутнике в 10^3 , при коэффициентах шума около 10 для радиоприемников на Земле и на спутнике, с полосой пропускания, равной 1 Мгц на спутнике и 10 гц на Земле, и при полном коэффициенте усиления мощности сигнала на спутнике, равном 10^{10} (от входа в антенну до выхода из нее), можно излучить с Земли сигнал мощностью 10^{-5} вт и иметь отношение мощностей сигнала к шуму, равное 0,16 на спутнике и 600 на Земле. При этом со спутника будет излучаться сигнал с мощностью $6,3 \cdot 10^{-6}$ вт и шумы с мощностью $4 \cdot 10^{-4}$ вт. Осуществление очень узкой полосы пропускания промежуточной частоты qF (рис. 25) в очень низкую частоту, по отношению к которой можно применять узкополосный фильтр. Необходимый для этого гетеродин с частотой, близкой к qF , должен иметь высокую стабильность частоты (порядка 10^{-8}), чего можно достичь путем стабилизации его частоты имеющимися на Земле молекулярными генераторами.

Для нормальной работы аппаратуры существенно, чтобы частота принимаемого сигнала не была очень близка к какой-либо из частот гетеродинов или их гармоник, могущих попасть на вход приемника. Полное отсутствие таких помех в аппаратуре может быть в том случае, когда частоты кварцевых генераторов, стабилизированных молекулярными генераторами, будут различны на Земле и на спутнике. Например, если частота F кварцевого генератора на Земле относится к частоте F_0 кварцевого генератора на спутника как 3:2, то, излучая с Земли сигнал с частотой $(2p+1)F$, где p — целое положительное число, можно в аппаратуре спутника смешать его с частотой $(3p+3)F_0$, усилить на частоте $\frac{3}{2}F_0$, затем смешать с частотами $(3p+1)F_0$ и $(3p-1)F_0$, и после фильтров, пропускающих частоты $(3p + \frac{1}{2})F_0$ и $(3p + \frac{5}{2})F_0$, передать сигналы со спутника. В этом случае $q = \frac{2}{3}$ (см. рис. 25) и радиосвязь осуществляется на частотах, определяемых формулами (2,43), в которых нужно положить $m = 2p + 1$.

Таким образом, опыт по измерению гравитационного смещения частоты молекулярного генератора на искусственном спутнике Земли может быть осуществлен. В работе⁸⁸ уже сообщалось о подготовке такого эксперимента.

Вблизи поверхности Земли гравитационное смещение частоты составляет $\frac{\Delta f}{f} \approx 10^{-13}$ на 1 км высоты. Стабильность частоты молекулярного генератора за одну секунду времени имеет тот же порядок величины. За очень короткие промежутки времени, требующиеся для распространения радиоволн от поверхности Земли на эту высоту и обратно, стабильность частоты молекулярного генератора может быть значительно выше указанного значения. Это обстоятельство позволило предложить проект опыта по измерению гравитационного смещения частоты в земных условиях без использования искусственного спутника Земли, что устраняет проблемы, связанные с эффектом Доплера 1-го и 2-го порядков.

Идея опыта изложена в статье⁸⁹; она основана на способе радиосвязи со спутником, предложенном в работе⁵.

На поверхности Земли расположена станция I (рис. 27), а на высоте H над ней — станция II. Молекулярный генератор M_1 на станции I генерирует колебания с частотой f , которые после усиления в усилителе A излучаются в направлении станции II и приходят к ней с частотой $f - \Delta f$, уменьшенной на величину гравитационного смещения Δf . Согласно (2,11) это смещение равно

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{GMH}{r^2 c^2}.$$

На станции II в приемнике R_2 сигнал с частотой $f - \Delta f$ смешивается с колебаниями молекулярного генератора M_2 с частотой $2f$ и колебания с частотой $2f - (f - \Delta f) = f + \Delta f$ после фильтрации и усиления излучаются в направлении станции I, куда они приходят с частотой $f + 2\Delta f$. В приемнике R_1 они смешиваются с колебаниями молекулярного генератора M_3 и частоты $2f$, и после фильтрации и усиления колебания с частотой $2f - (f + 2\Delta f) = f - 2\Delta f$ вновь излучаются к станции II. Это достигается переключением переключателя C_1 из положения C_1^1 в положение C_1^2 по прошествии времени $\tau = \frac{2H}{c}$

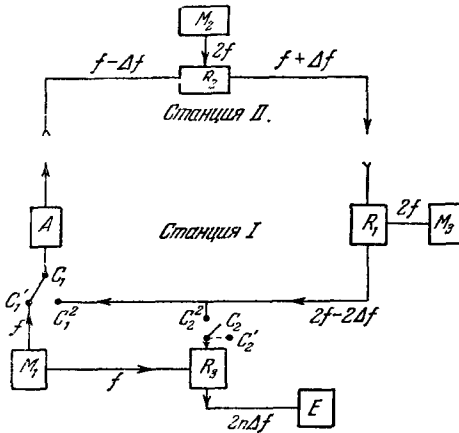


Рис. 27. Схема опыта по измерению гравитационного смещения частоты в земных условиях с молекулярными генераторами.

придет к станции II с частотой $f - 3\Delta f$. Здесь после смешения, фильтрации и усиления они излучаются с частотой $f + 3\Delta f$ и принимаются на станции I с частотой $f + 4\Delta f$, где их частота вновь преобразуется в $f - 4\Delta f$, и т. д.

Если n — число полных циклов прохождения сигнала через обе станции, то их частота станет равной $f - 2n\Delta f$, а по прошествии времени t будет равна $f - \frac{2t}{\tau} \Delta f$. Тем самым очень малое изменение частоты Δf умножается на большое число $2n$, что облегчает ее измерение. Для этого переключатель C_2 ставится в положение C_2^2 , после чего в приемнике R_3 сигнал смешивается с колебаниями молекулярного генератора M_1 и после фильтрации и усиления получают колебания с низкой частотой $F = 2n\Delta f =$

$= \frac{2t}{\tau} \Delta f$. Счетчик E позволит определить число N полных периодов этих

колебаний. К концу времени счета T счетчик сосчитает $N = \int_0^T F dt = \frac{T^2}{\tau} \Delta f$

периодов, что даст возможность определить Δf и сравнить ее с вычисленной величиной.

*) Здесь рассматривается случай, когда обе станции расположены на одной вертикали. Если же линия, соединяющая обе станции, составляет с горизонталью угол α , то τ равно указанной в тексте величине, деленной на $\sin \alpha$. Кроме того, здесь пренебрегается задержкой сигнала в приемниках обеих станций. Молекулярный генератор M_1 можно заменить блоком деления на две частоты молекулярного генератора M_3 .

Например, если $H=3,2$ км, то $\frac{\Delta f}{f}=3,4 \cdot 10^{-13}$ и $\tau=2,3 \cdot 10^{-5}$ сек. Стабильность молекулярного генератора за время порядка 10^{-5} сек будет лучше, чем 10^{-13} . Если $f=10^{10}$ гц и $T=10$ сек, то $\Delta f=3,4 \cdot 10^{-3}$ гц и $N=1,5 \cdot 10^4$ периодов.

§ 2. Опыты 1-го порядка по проверке специальной теории относительности

Высокая относительная стабильность частоты молекулярных генераторов дает возможность поставить релятивистские опыты первого порядка (эффекты, зависящие от величины $\beta = \frac{v}{c}$ в первой степени) для проверки специальной теории относительности. В настоящее время известно два возможных эксперимента. В США группой радиофизиков под руководством Таунса⁹¹ выполнен опыт, предложенный Мёллером⁹², основанный на использовании Допплер-эффекта. Другим практически возможным опытом является измерение разности фаз колебаний двух несинхронизированных молекулярных генераторов, которая зависит от скорости распространения сигнала, передаваемого от одного генератора к другому⁹³.

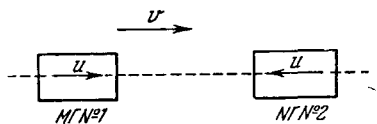


Рис. 28. Схема релятивистского опыта с эффектом Допплера.

Напомним, что если измерять скорость света на замкнутом пути, то получаются опыты 2-го, а не 1-го порядка; сюда, в частности, относятся все интерференционные опыты типа эксперимента Майкельсона и все эксперименты, использующие в том или ином виде синхронизацию сигналов или «часов».

Опыт, выполненный в США, был поставлен следующим образом: на поворотной станине были смонтированы два молекулярных генератора с горизонтально расположенными резонаторами, через которые пролетали навстречу друг другу пучки возбужденных молекул аммиака (рис. 28). Частоты излучения этих молекулярных генераторов сравнивались между собой с точностью до 10^{-12} .

Мёллер⁹² проанализировал этот опыт и вычислил ожидаемое изменение частоты при повороте станины на 180° для случая, если бы существовала абсолютная система отсчета (неподвижный эфир). По теории Эйнштейна результат опыта должен быть, естественно, отрицательным, т. е. при повороте станины с молекулярными генераторами на 180° относительное изменение их частот должно равняться нулю. Частоты в такой системе с учетом доплеровского смещения могут быть выражены следующей формулой^{92, 94}:

$$\nu = \nu_0 \left[1 + \frac{eu}{c} + \frac{(eu)^2}{c^2} + \frac{vu}{c^2} \right], \tag{2,44}$$

где ν_0 — частота при $v=0$, e — единичный вектор в направлении излучения фотона, u — скорость молекул, v — скорость лаборатории в абсолютной системе отсчета.

Эта частота ν зависит от направления скорости u относительно v , и доплеровское изменение частоты будет равно $\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{uv}{c^2}$, если пренебречь членами более высоких порядков.

Этот результат можно получить следующим образом: в лабораторной системе формула для эффекта Допплера имеет вид $\frac{\Delta \nu}{\nu} = \frac{u}{c} \cos \theta$,

где $\theta = \frac{\pi}{2} - \frac{v}{c}$ (угол абберации); если $v = 0$, то (излучение фотонов молекулами в резонаторе происходит перпендикулярно к скорости молекул и ($u \ll c$); если резонатор с лабораторией движется со скоростью v относительно «эфира», то излучение направлено вперед под углом θ , при этом $\cos \theta = \sin\left(\frac{v}{c}\right) \cong \frac{v}{c}$ и, таким образом,

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{u}{c} \cos \theta = \frac{uv}{c^2}.$$

Хотя этот член и является величиной второго порядка по отношению к скорости света, он имеет первый порядок отношения скорости лаборатории к скорости света (v/c). При встречном направлении пучков молекул и поворот установки на 180° эффект должен составить величину $4 \frac{uv}{c^2}$.

Орбитальная скорость Земли $v \sim 30 \text{ км/сек}$, средняя тепловая скорость молекул $u \sim 0,6 \text{ км/сек}$, и в этом случае для величины относительного изменения частоты м.г. при повороте установки на 180°

$$\frac{\Delta v}{v} = 4 \frac{uv}{c^2} \cong 4 \frac{6 \cdot 10^4 \cdot 3 \cdot 10^6}{9 \cdot 10^{20}} = 8 \cdot 10^{-10},$$

или

$$\Delta v \cong 2,4 \cdot 10^{10} \cdot 8 \cdot 10^{-10} \cong 20 \text{ гц}.$$

В описываемом опыте частота молекулярных генераторов устанавливалась с разностью в несколько десятков герц и непрерывно записы-

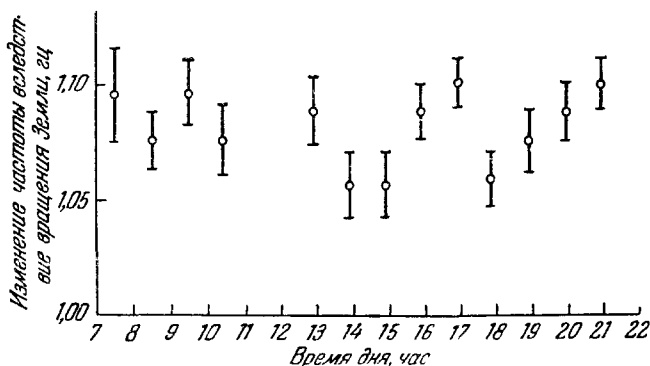


Рис. 29. График изменения частоты двух молекулярных генераторов в опыте по схеме рис. 28.

валась частота их биений. После одной минуты записи установка, первоначально ориентированная по земной параллели восток—запад, поворачивалась вокруг вертикальной оси на 180° , и частота биений вновь записывалась в этом новом положении. При этом следует иметь в виду, что для того, чтобы получить величину искомого эффекта, нужно брать либо сумму, либо разность измерений при двух положениях установки в зависимости от величины первоначальной расстройки между частотами двух генераторов $\frac{\Delta v}{v} = \frac{v_1 - v_2}{v}$. Если $\frac{v_1 - v_2}{v} \leq \frac{2uv}{c^2}$, то следует брать сумму измерений; если $\frac{v_1 - v_2}{v} > \frac{2uv}{c^2}$, то величина изменения частоты равна разности измерений в двух положениях установки. Это является следствием того, что при сравнении частот двух генераторов измеряется лишь абсолютная величина разности частот генераторов. В опыте Таунса⁹¹ ежечасно про-

делывалось около 16 таких измерений с поворотом всей установки, причем Земля в свою очередь за 12 часов поворачивалась на 180°. Результаты измерений, выполненных 20 сентября 1958 г. и приведенных на рис. 29, показывают, что изменение частоты отсутствует с точностью до нескольких сотых герца, т. е. наблюдаемые отклонения частоты составляют $1/1000$ от величины ожидаемого эффекта.

Первая серия измерений, выполненных в будний день, когда местные магнитные поля и помехи электроаппаратуры были интенсивны, показала систематические изменения $\pm 1/20$ гц в день. Вторая серия измерений, сделанных в субботу, когда местные помехи были незначительны, не обнаружила изменений более $\pm 1/50$ гц. Эти возмущения появлялись беспорядочно и не связаны с ориентацией Земли или установки.

Точность измерений соответствует относительной стабильности двух молекулярных генераторов $\sim 10^{-12}$ за время измерений ~ 1 минуте.

Другим практически выполнимым опытом 1-го порядка ⁹³ является опыт по измерению разности фаз колебаний двух несинхронизированных молекулярных генераторов, помещенных на расстоянии нескольких метров друг от друга на поворотной подставке (рис. 30). Разность фаз колебаний молекулярных генераторов зависит от расстояния L между ними и от скорости распространения этих колебаний. Разность фаз колебаний двух генераторов, помещенных на расстоянии L друг от друга, равна $\varphi = \omega t = 2\pi L/\lambda$, где λ — длина волны, зависящая от фазовой скорости сигнала: $\lambda = \frac{c_{\text{фаз}}}{\nu}$, а t — время распространения сигнала от

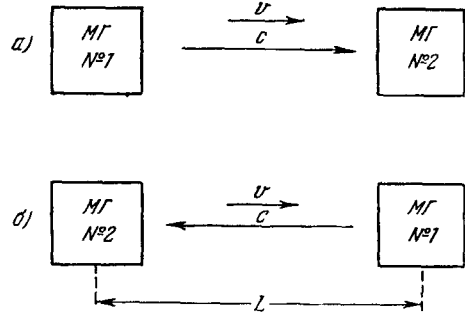


Рис. 30. Расположение молекулярных генераторов для измерения разности фаз. Релятивистский опыт первого порядка.

первого до второго генератора. Если относительная скорость распространения сигнала (скорость света) зависит от скорости v приемника («наблюдателя»), то при изменении направления движения изменится и разность фаз. По теории относительности Эйнштейна изменения разности фаз не должно иметь места. Изменение направления движения можно осуществить поворотом подставки с генераторами вокруг вертикальной оси. Тогда, если генераторы были расположены первоначально на подставке, ориентированной по направлению движения Земли вокруг Солнца и сигнал распространялся по направлению орбитальной скорости (v) Земли (рис. 30, а), то после поворота подставки (рис. 30, б) с генераторами сигнал будет распространяться навстречу этой скорости. Величина эффекта зависит от отношения $\beta = \frac{v}{c}$ в первой степени ⁶⁰. Действительно, если скорость сигнала (света) не постоянна, то разность времен между распространением «туда» и «обратно» будет равна

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \frac{L}{c-v} - \frac{L}{c+v} = 2 \frac{L}{c} \frac{\beta}{1-\beta^2} \cong 2 \frac{L}{c} \beta, \quad (2,45)$$

или $\frac{\Delta t}{t} = 2\beta$, где $\beta = \frac{v}{c}$.

Соответствующее изменение фазы будет

$$\frac{\Delta t}{t} \frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{\Delta \varphi}{\varphi} = 2\beta, \quad (2,46)$$

или $\Delta\varphi = 2\beta\varphi = 2\beta \cdot 2\pi \frac{L}{\lambda}$. При $\lambda = 1,25$ см и $L = 12,5$ м получим

$$\Delta\varphi = 2 \cdot 10^{-4} \cdot 2\pi \cdot 10^3 = 0,4\pi,$$

так как $\beta = \frac{v}{c} = 10^{-4}$ для орбитальной скорости Земли вокруг Солнца. Такую разность фаз легко измерить, используя схему, приведенную на рис. 31. Здесь два молекулярных генератора $МГ1$ и $МГ2$, связанные волноводом (или имеющие рупорные излучатели), дают биения с вспомогательным генератором $МГ3$, супергетеродинные приемники с общим гетеродином усиливают сигналы на промежуточной частоте. Разность фаз генераторов $МГ1$ и $МГ2$ при этом, как известно, сохраняется и может быть измерена по фигуре Лиссажу на осциллографе. Разность частот между $МГ1$ и $МГ2$

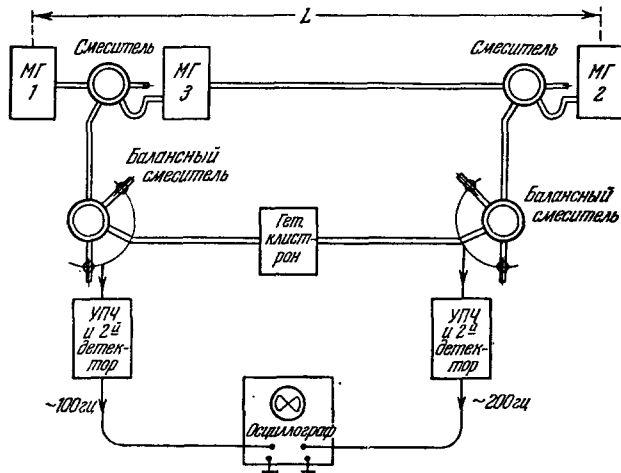


Рис. 31. Схема релятивистского опыта первого порядка с двумя несинхронизированными «часами».

устанавливается в несколько десятков или сотен герц для того, чтобы устранить захватывание. Частота биений $МГ1$ с $МГ3$ и $МГ2$ с $МГ3$ устанавливается 1 : 2 для удобства наблюдений; на экране осциллографа в этом случае будет «восьмерка». Если скорость сигналов зависит от скорости лаборатории по отношению к «эффиру», то при повороте подставки с генераторами фигура Лиссажу изменит свою форму в соответствии с изменением разности фаз $\Delta\varphi$.

Относительная стабильность обоих генераторов в этом опыте должна быть весьма высокой. Действительно, за время опыта (τ), т. е. за время поворота подставки на 180° , равное нескольким секундам, разность фаз не должна заметно изменяться; из этого условия получим требование для стабильности частоты:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta\varphi}{\omega\tau} < \frac{0,4\pi}{2\pi \cdot 2,4 \cdot 10^{10} \cdot 10} \approx 10^{-12};$$

здесь принято время поворота подставки $\tau = 10$ сек. В гладком, пустом волноводе $c_{\text{фаз}} > c$; если же применить для связи между генераторами диафрагмированный волновод или волновод, заполненный диэлектриком, в котором $c_{\text{фаз}} < c$, то точность опыта можно повысить или при прежней точности сократить расстояние между генераторами.

Вместо того чтобы устанавливать генераторы на вращающейся станции с фиксированным расстоянием L между ними, можно, поместив около каждого генератора по приемнику, двигать один из них, увеличивая расстояние L между ними. Если скорость сигнала не одинакова по направлению «вперед» и «назад», то разность фаз, измеряемая в месте нахождения первого и второго генераторов при увеличении пути (L) на величину (l), будет увеличиваться в различной степени и разница в увеличении разности фаз будет выражаться прежней формулой

$$\Delta\varphi = 2\beta\varphi = 2\beta \cdot 2\pi \frac{l}{\lambda}.$$

В этом случае два генератора с излучающими и приемными антеннами могут быть раздвинуты на значительно большее расстояние $l > L$, чем в случае использования вращающейся подставки, при этом величина измеряемого эффекта и точность опыта значительно возрастут. Но при этом мощность излучения самих генераторов уже окажется недостаточной и необходимо будет применять клистроны, стабилизированные с помощью ФАП по молекулярным генераторам (см. гл. I, § 4).

III. ПРИМЕНЕНИЕ АТОМНЫХ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ ЭТАЛОНОВ ЧАСТОТЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ

Создание атомных часов высокой стабильности делает возможным экспериментальную проверку некоторых космологических гипотез, связанных со структурой пространства, времени и природой тяготения.

Рассмотрению этих вопросов посвящена работа Дикке³. Результаты этой работы после некоторых предварительных замечаний будут изложены ниже.

Известно, что в общей теории относительности некоторые системы координат оказываются выделенными⁶³. При рассмотрении метрики пространства — времени Вселенной такие системы координат выделяются заданием граничных условий на бесконечности на метрический тензор g_{ik} . Именно, граничные значения g_{ik} должны быть заданы материальным тензором T_{ik} , и, в частности, при отсутствии масс на бесконечности (точнее говоря, при достаточно быстро убывающей плотности массы во Вселенной с расстоянием) граничные значения g_{ik} должны принимать галилеевы значения.

Проблема выделения такой особой системы отсчета, в частности, решалась В. А. Фоком введением гармонических координат⁹³.

Эти особенности выделения определенных систем отсчета характерны и для классической теории гравитации. В этом случае абсолютное ускорение тел должно заменяться на ускорение относительно остальных масс во Вселенной (так называемый «принцип Маха»). С этой точки зрения инерция тела должна определяться распределением остальных масс во Вселенной и исчезать при устранении этих масс.

В работе³, как пример развития этой точки зрения, было рассмотрено ускорение Земли относительно Солнца. Согласно закону Ньютона величина ускорения пропорциональна выражению $\frac{m}{r^2}$, где m — масса Солнца и r — расстояние от Земли до Солнца. Можно считать, что этим выражением зависимость ускорения от m и r в первом приближении исчерпывается. Вводя космогонические величины, а именно массу Вселенной M , радиус ее R , скорость света c , для величины ускорения a можно написать

$$a = \gamma \frac{m}{r^2} \frac{Rc^2}{M}, \quad (3,1)$$

где γ — безразмерная константа порядка 1. Из формулы (3,1) видно, что гравитационная постоянная g может быть определена через радиус, массу Вселенной и скорость света следующим образом:

$$g = \gamma \frac{Rc^2}{M}. \quad (3,2)$$

Таким образом, видно, что гравитационная постоянная зависит от структуры Вселенной и, в частности, может изменяться во времени. Формула (3,2) естественно игнорирует тот факт, что вблизи отдельных масс возможны локальные изменения гравитационной постоянной g . Можно ожидать, что эти локальные изменения будут представлены дальнейшим разложением выражения для g по степеням $\frac{m}{M}$, $\frac{r}{R}$, так что

$$\delta g^{-1} = \frac{m}{rc^2}. \quad (3,3)$$

Это составляет величину $\sim 10^8$. Из формулы (3,2) видно, что гравитационная постоянная g может изменяться во времени; в частности, в случае расширяющейся Вселенной, согласно оценкам Дирака, можно ожидать величину изменения гравитационной постоянной за один год порядка

$$\delta g = g \cdot 10^{-10}. \quad (3,4)$$

Это изменение гравитационной постоянной можно, по-видимому, обнаружить сравнением хода высокоточных атомных часов с периодом вращения спутника Земли, поскольку последний зависит от значения гравитационной постоянной как $\tau = \frac{1}{g^2}$.

Другая возможная причина изменения гравитационной постоянной — эксцентриситет орбиты Земли. Оценка по формуле (3,3) дает для годового изменения g величину

$$\frac{\delta g}{g} = 10^{-10}. \quad (3,5)$$

Возникает также вопрос о возможной зависимости от времени и для других физических величин, например постоянной тонкой структуры $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$. Согласно идеям, развитым в работах^{96,97}, точечное взаимодействие в квантовой теории поля приводит фактически к отсутствию всякого взаимодействия при не слишком высоких энергиях, с которыми, как правило, имеют дело в экспериментах. Это означает, что физический заряд электрона теоретически равен нулю, т. е. $\alpha = 0$ вместо экспериментального значения $\alpha = \frac{1}{137}$. Один из возможных выходов из этой трудности состоит в «обрезании» электромагнитного взаимодействия на некоторой минимальной длине λ . В частности, можно предположить, что λ есть гравитационная длина

$$\lambda = \left(\frac{gh}{c^3} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 10^{-33}. \quad (3,6)$$

В этом случае значение постоянной тонкой структуры будет зависеть от λ и, следовательно, от g , так что $\alpha \rightarrow 0$ при $g \rightarrow 0$.

Из результатов работы⁹⁶ для численной оценки величины изменения постоянной тонкой структуры α можно получить

$$\frac{\delta \alpha}{\alpha} \approx 10^{-2} \frac{\delta g}{g}. \quad (3,7)$$

Это изменение α можно проверить экспериментально сравнением хода двух атомных часов различного типа, поскольку частота каждого типа часов может по-разному зависеть от постоянной тонкой структуры α . Для этой цели подходят атомные и молекулярные часы, работающие соответственно на цезии и аммиаке, так как образование энергетических уровней, соответствующих частотам перехода в этих двух случаях, обусловлено различными механизмами взаимодействия.

Другая серия экспериментов может быть предложена для выяснения природы гравитации и будет являться логическим продолжением экспериментов Майорана⁹⁸ по экранированию гравитационных полей. Очевидно, в свете вышесказанного можно ожидать изменения хода атомных часов при экранировании их тяжелыми массами, если эффект экранирования гравитационного поля в действительности имеет место.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведение описанных выше опытов по проверке общей теории относительности сопряжено с очень большими трудностями, так как для проведения этих опытов требуется чрезвычайно сложная аппаратура, надежно работающая в условиях полета искусственных спутников Земли или космических ракет без вмешательства человека. Точное измерение гравитационного сдвига частоты требует также дальнейшего повышения абсолютной и относительной стабильности частоты молекулярных и атомных приборов. Однако принципиальная осуществимость таких опытов привлекает внимание многих исследователей и можно надеяться, что подобные эксперименты будут осуществлены в ближайшее время.

Установка молекулярных или атомных приборов на искусственных спутниках или космических ракетах позволит также решить ряд важных задач межпланетной навигации, выяснить условия распространения высокостабильных электромагнитных колебаний через ионосферу и земную атмосферу. Попутно можно получить ценные данные о строении ионосферы и атмосферы.

Рассмотренные в гл. III возможные эксперименты не имеют строгого обоснования, поскольку все они основаны на гипотезах и различного рода предположениях и представляют собой первую попытку исследования возможностей проверки некоторых космогонических гипотез методами квантовой радиофизики. Безусловно, в этом направлении будет еще предложено значительное число различных экспериментов.

Вопрос о постановке таких экспериментов становится реальным благодаря созданию сверхточных атомных и молекулярных часов с абсолютной стабильностью частоты порядка 10^{-10} и выше⁹⁹. Однако, по-видимому, рассмотренные в статье эффекты находятся на границе, достигнутой в настоящее время точности измерения времени, и поэтому опытная проверка этих эффектов будет в значительной степени зависеть от успехов в области создания сверхстабильных источников колебаний.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ВЫВОД ФОРМУЛЫ ДЛЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ ЧАСТОТЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Эффекты Эйнштейна можно получить несложным расчетом для наиболее простого случая одной неподвижной сферической массы M . При этом неподвижная масса, создающая гравитационное поле, считается много большей, чем масса, движущаяся в гравитационном поле, с тем чтобы влиянием последней на гравитационное поле можно было пренебречь.

Пространственно-временной интервал в поле сферической массы был найден впервые Шварцшильдом и имеет вид^{37, 38},

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k = c^2 \frac{r-\alpha}{r+\alpha} dt^2 - \frac{r-\alpha}{r-\alpha} dr^2 - (r+\alpha)^2 [d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2], \quad (1)$$

где $\alpha = \frac{GM}{4\pi c^2}$ G , — гравитационная постоянная Ньютона, c — скорость света в пустоте; начало координат выбирается в центре тела M . Уже это выражение интервала при неподвижных часах ($dr = r d\theta = r d\varphi$) показывает, что периодические процессы в присутствии масс протекают медленнее, чем в пространстве, имеющем галлилееву метрику, а именно:

$$d\tau_1 = \frac{r-\alpha}{r+\alpha} dt = \left(1 - \frac{2\alpha}{r}\right) dt, \quad (2)$$

так как обычно $\frac{\alpha}{r} \ll 1$.

Здесь $d\tau_1$ — интервал времени между двумя ударами часов в гравитационном поле, если dt — соответствующий интервал для тех же часов вне гравитационного поля. Величина $c^2 \frac{\alpha}{r}$ есть не что иное, как потенциал гравитационного поля φ в точке r , так что разница показаний одинаковых часов, помещенных в разные точки поля, зависит от разности потенциалов поля в этих точках:

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{c^2}. \quad (3)$$

Движение тела в гравитационном поле устанавливает определенную связь между дифференциалами координат, которая может быть найдена путем решения уравнения движения массы в гравитационном поле:

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = \Gamma^i_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha}{ds} \frac{dx^\beta}{ds}. \quad (4)$$

Решение уравнения (4) для случая, когда метрический тензор дается соотношением (1), можно найти, например, в книгах Эдингтона³⁹, Фока³⁸, Паули⁴⁰. Из этого решения следует, что для движущегося в гравитационном поле тела

$$ds = \frac{c}{\varepsilon} \left(\frac{r-\alpha}{r+\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} dt. \quad (5)$$

Параметр ε выражается через эксцентриситет орбиты e и полный момент количества движения μ :

$$\varepsilon^2 = 1 - \alpha^2 \frac{c^2}{\mu^2} (1 - e^2). \quad (6)$$

Выражение (5) в совокупности с (6) дает нам собственное время в системе координат, покоящейся относительно массы m (спутника).

Для круговой орбиты $e^2 = 0$, и мы получаем выражение, приведенное в работе⁴¹. Собственное время, показываемое часами, покоящимися на Земле (масса M), может быть вычислено по формуле (2), где следует положить r равным радиусу Земли R_3 . Тогда относительная разность в показании часов на спутнике и на Земле равна

$$\frac{c}{\varepsilon} \left(1 - \frac{2\alpha}{r}\right) \left(1 + \frac{2\alpha}{R_3}\right). \quad (7)$$

Максимальное значение (7) $\sim 7 \cdot 10^{-10}$.

Замедлению времени в присутствии гравитационного поля можно дать наглядную трактовку, пользуясь принципом эквивалентности и представлением о фотоне как частице с инертной массой $m_\Phi = \frac{h\nu}{c^2}$. В силу принципа эквивалентности фотон должен обладать и тяжелой (гравитационной) массой, равной по величине m_Φ . Но в таком случае, проходя разность потенциалов $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, фотон приобретает энергию, равную

$$-m_\Phi \Delta\varphi = -\frac{h\nu}{c^2} \Delta\varphi. \quad (8)$$

Так как частота фотона однозначно связана с его энергией, то

$$h\nu_1 = h\nu \left(1 - \frac{\Delta\varphi}{c^2} \right),$$

или

$$\nu_1 = \nu \left(1 - \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{c^2} \right), \quad (9)$$

что соответствует формуле (3).

Следует отметить, что эта трактовка годится лишь в линейном приближении теории Эйнштейна, так как только в этом приближении сохраняет смысл понятие ньютоновского потенциала. Тем не менее степень точности этой трактовки в количественном отношении достаточно велика из-за малости гравитационных эффектов общей теории относительности.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. V. Pound, Доклад на II Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях 27.VII. 1960 г., МГУ, Москва.
2. R. L. Mössbauer, Z. Phys. 151, 124 (1958).
3. R. H. Dicke, Quantum Electronics Symposium, New York, 1960, стр. 572.
4. S. F. Singer, Phys. Rev. 104, 11 (1956).
5. R. S. Vadessa, R. L. Kent, J. C. Nowell, Phys. Rev. Lett. 3, 79 (1959).
6. В. Л. Гинзбург, УФН 59, 11 (1956); сб. «Эйнштейн и современная физика». М., Гостехиздат, 1956, стр. 93—139.
7. J. P. Gordon, H. J. Zeiger, C. H. Townes, Phys. Rev. 99, 1264 (1955); Phys. Rev. 95, 282 (1954).
8. Н. Г. Басов, Радиотех. и электрон. 1, 51 (1956), Приб. и тех. эксп. 1, 71, 77 (1957).
9. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 27, 431 (1954).
10. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, Изв. вузов (Радиофизика) 2, 63 (1958).
11. P. Clausing, Ann. d. Phys. 12, 961 (1952).
12. B. B. Dayton, Vacuum Technik 1 (1958).
13. H. Bennewitz, W. Paul, Ch. Schlier, Z. Phys. 139, 489 (1954).
14. F. O. Vonbun, J. App. Phys. 29, 632 (1958).
15. А. Ф. Крупнов, Изв. вузов (Радиофизика) 2, 658 (1959).
16. K. Karplus, J. Schwinger, Phys. Rev. 73, 1020 (1948).
17. H. S. Sneider, P. J. Richards, Phys. Rev. 73, 1178 (1948).
18. Л. А. Вайнштейн, Электромагнитные волны, изд. «Советское радио», М., 1957.
19. K. Shimoda, J. Phys. Soc. Japan 12, 1006 (1957); 13, 938 (1958).
20. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 30, 560 (1955); ДАН СССР 101, 47 (1955); УФН 57, 485 (1955).
21. K. Shimoda, T. C. Wang, C. H. Townes, Phys. Rev. 102, 1308 (1956).
22. Ю. Л. Климонтович, Р. В. Хохлов, ЖЭТФ 32, 1151 (1957).
23. G. R. Gunter-Mohr, C. H. Townes, J. H. Van-Visck, Phys. Rev. 94, 1191 (1954).
24. J. P. Gordon, Phys. Rev. 99, 1253 (1955).
25. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, Радиотех. и электрон. 4, 1185 (1959).
26. Н. Г. Басов, В. В. Никитин, А. Н. Ораевский, Радиотех. и электрон. 6, № 5, 796 (1961).
27. К. Shimoda, Тр. конф. по квантовым электроннорезонансным явлениям, США, сентябрь 1959 г.
28. F. S. Barnes, Proc. JRE. 47, 2085 (1959).
29. С. Г. Басов, А. Н. Ораевский, ЖЭТФ 37, 1068 (1959).
30. L. Essen, J. W. L. Parry, Nature 177, 744 (1956).
31. R. C. Mockler, R. E. Beehler, J. A. Barnes, Quantum electronics, A Symposium edited by C. H. Townes, Columbia University Press, New York, 1960, стр. 127.
32. Н. Рамзей, Молекулярные пучки, М., ИЛ, 1960.
33. L. Essen, Nature 178, 34 (1956).
34. N. F. Ramsay, Phys. Rev. 78, 695 (1956).
35. J. Holloway, W. Meinberger, F. H. Reeder, G. M. R. Winkler, L. Essen, J. W. L. Parry, Proc. JRE 47, 1730 (1959).
36. J. R. Zacharios, Phys. Rev. 94, 715 (1954).
37. D. Kleppner, N. F. Ramsay, P. Fieldstadt, Phys. Rev. Lett. 1, 232 (1958).

38. R. H. Dicke, Phys. Rev. 89, 472 (1953); J. P. Wittke, R. H. Dicke, Phys. Rev. 96, 530 (1954).
39. С. В. Неер, Тр. конф. по квантовым электронорезонансным явлениям, США, сентябрь 1959 г.
40. В. Смит, Молекулярные пучки, М., ИЛ. 1959.
41. Н. К. Hughes, Phys. Rev. 72, 614 (1947).
42. V. W. Hughes, Rev. Sci. Instr. 30, 689 (1959).
43. М. Е. Жаботинский, В. Ф. Золин, Радиотех. и электрон. 4, № 11, 1943 (1959).
44. A. Kastler, J. Phys. et Radium 11, 255 (1950).
45. A. Kastler, J. Opt. Soc. Amer. 47, 460 (1957).
46. W. E. Bell, A. Bloom, R. Williams, JRE. Trans. MTT-7, 95 (1959).
47. S. M. Bergman, J. Appl. Phys. 31, 275 (1960).
48. A. C. Schawlow, C. H. Townes, Phys. Rev. 112, 1950 (1958).
49. A. W. Warner, JRE Trans. Instrum. 7, 185, 129 (1958).
50. А. Н. Морган, J. A. Варнес, Proc. IRE 47, 1782 (1959).
51. M. Peter, M. W. P. Strenberg, Proc. IRE 43, 869 (1955).
52. М. Капланов, В. Левин, Автоматическая подстройка частоты, М., ГЭИ, 1956.
53. Г. А. Васнецова, Б. А. Гайгеров, В. В. Григорьянц, Г. А. Елкин, М. Е. Жаботинский, Радиотех. и электрон. 2, 1300 (1957).
54. Г. А. Васильева, В. В. Григорьянц, М. Е. Жаботинский, Доклад на 2-й Всесоюзной конференции МВО СССР в г. Саратове, сентябрь 1957 г.
55. В. В. Григорьянц и М. Е. Жаботинский, Радиотех. и электрон. 6, № 2, 321 (1961).
56. И. Л. Бернштейн, В. Л. Сибиряков, Радиотех. и электрон. 3, 288, 290 (1958).
57. Н. Г. Басов, И. Д. Муринов, А. П. Петров, А. М. Прохоров, И. В. Штрайх, Изв. вузов (Радиофизика) 1, 50 (1958).
58. S. M. Bergman, J. Appl. Phys. 31, 275 (1960).
59. F. O. Vonbun, Rev. Sci. Instr. 31, 900 (1960).
60. С. И. Вавилов, Экспериментальные основания теории относительности, Собр. соч., т. 4, М., Изд. АН СССР, 1956.
61. А. С. Эддингтон, Математическая теория относительности, М.—Л., 1934.
62. П. Г. Бергман, Введение в теорию относительности, М., ИЛ, 1947.
63. В. Паули, Теория относительности, М.—Л., ОГИЗ, 1947.
64. R. V. Pound, G. A. Rebka, Phys. Rev. Lett. 4, 337 (1960).
65. В. Л. Гинзбург, Sci. Amer. 200, 149 (1959).
66. A. Peres, Nuovo cimento 15, 351 (1960).
67. L. J. Schiff, Phys. Rev. Lett. 4, № 5, 215 (1960).
68. Sci. News Lett. 75, 19 (10.I.1960).
69. G. M. Clemence, Revs. Mod. Phys. 19, 361 (1947).
70. Н. Р. Морган, Astrophys. J. 50, 127 (1945).
71. O. Struve, Sky and Telescope 13, 225 (1954).
72. С. Н. Townes, J. Appl. Phys. 22, 1365 (1951).
73. В. Л. Гинзбург, ДАН СССР 97, 617 (1954).
74. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ 30, 213 (1956).
75. В. Л. Гинзбург, Природа, № 9, 30 (1956).
76. Н. Г. Басов, Докторская диссертация (ФИАН, Москва, 1956).
77. В. Л. Гинзбург, УФН 63, 119 (1957).
78. В. Л. Гинзбург, Forsch. Phys. 5, 16 (1957).
79. С. Н. Блажко, Курс сферической астрономии, М.—Л., ОГИЗ, 1948.
80. R. S. Badessa, R. L. Kent, J. C. Nowell, C. L. Searle, Proc. IRE 48, 758 (1960).
81. R. V. Muchmore, A. D. Wheelon, Proc. IRE 43, 1437 (1955).
82. J. W. Herbstreit, M. E. Thompson, Proc. IRE 43, 1391 (1955).
83. Д. Л. Позин, Р. Н. Брейсуэлл, Радиоастрономия, М., ИЛ, 1958, гл. IX.
84. Н. Г. Вокер, Proc. IRE 46, 298 (1958).
85. С. О. Хинес, Proc. IRE 47, 176 (1959).
86. С. К. Митра, Верхняя атмосфера, М., ИЛ, 1955.
87. D. F. Martyn, Proc. Roy. Soc. A 201, 216 (1950).
88. Sci. News Lett. 76, 35 (18.VII.1959).
89. M. Surdin, Compt. rend. 250, 299 (1960).
90. H. W. de Wijn, Appl. Sci. Res. 83, 261 (1960).
91. J. P. Cedarholm, G. F. Bland, B. L. Harnes, C. H. Townes, Phys. Rev. Lett. 1, 342 (1959).
92. C. Møller, Nuovo cimento suppl. 6, 381 (1957).
93. Г. М. Страховский, Доклад на Ломоносовских чтениях в МГУ, 1958.
94. C. Møller, The Theory of Relativity, London, 1952.
95. В. А. Фок, Теория пространства, времени и тяготения, М., Гостехиздат, 1956.

96. Л. Д. Ландау, А. А. Абрикосов, И. М. Халатников, ДАН СССР 95, 497, 773, 1177 (1954).
 97. Л. Д. Ландау, И. Я Померанчук, ДАН СССР 102, 489 (1955).
 98. Q. Majorana, Atti Reale Acad. Lincei 28, 2 Sem., 165, 221, 313, 416, 580 (1919); 29, 1 Sem., 23, 90, 163, 235 (1920); 30, 1 Sem., 75, 289, 350, 442 (1921); 31, 1 Sem., 41, 81, 141, 221, 343 (1922).
 99. Н. Г. Басов, Г. М. Страховский, И. В. Черемискин, Радиотех. и электрон. 6, 149 (1961).
 100. В. Hoffmann, Phys. Rev. 121, 337 (1961).
 101. Н. М. Goldenberg, D. Kleppner, N. F. Ramsay, Phys. Rev. Lett. 5, 361 (15.X.1960).
 102. N. F. Ramsay, Rev. Sci. Instr. 28, 58 (1956).
 103. N. F. Ramsay, Electronics 33, 136 (1960).
 104. В. Горди, Р. Трамборуло, В. Смит, Гостехиздат, Радиоспектроскопия, М., Гостехиздат, 1955.
 105. Ч. Таунс, А. Шавлов, Радиоспектроскопия, М., ИЛ, 1959.
 106. J. Bonapomi, J de Prins, P. Kartashoff, Ann. Franc. de chronom., 1960, стр. 137.
 107. J. R. Wittke, Pros. IRE 45, 291 (1957).
 108. Г. В. Скороцкий, Т. Г. Изюмова, УФН 73, 423 (1961).
 109. G. Goudet, L'onde électrique 38, 671 (1958).
 110. Missiles and Rockets, № 1, 1961, стр. 34 (См. перевод: Радиоэлектроника за рубежом, № 11, 24 (1961).)
 111. Н. Г. Басов, А. П. Петров, Радиотехника и электроника 3, 298 (1958).
 112. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, Вестник АН СССР № 4, 110 (1960).
 113. Н. Г. Басов, В. В. Никитин, Б. Д. Осипов, Отчет ФИАН, 1959.
-

