

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Д. И. БЛОХИНЦЕВ, В. И. ВЕКСЛЕР,  
С. Т. КОНОБЕЕВСКИЙ, Э. В. ШПОЛЬСКИЙ (главный редактор),  
С. Г. СУВОРОВ (зам. главного редактора)

*ТОМ СЕМЬДЕСЯТ ПЯТЫЙ*

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
МОСКВА 1961

**УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**

**О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ  
РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ МОЛЕКУЛЯРНЫХ  
И АТОМНЫХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ**

*Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, А. Н. Орасевский,  
Г. М. Страховский, Е. 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 . . . . .	21
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 отличаются 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. Рамзая удалось создать высокостабильный атомный генератор на пучке атомов водорода  $^{101}$  (излучаемая длина волны  $\sim 21$  см).

Молекулярные генераторы являются автоколебательными системами, излучающими колебания высокой монохроматичности, в то время как цезиевые стандарты частоты являются лишь высокодобротными 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  $10^{-13} \div 10^{-14}$  за время порядка секунды 28, 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<sup>1</sup> 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-

\* ) Мёссбауэр<sup>2</sup> 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  $^{1,2} \sim 10^{-12} \div 10^{-15}$ .

## НОВЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ И РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

5

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 сканирования гравитационного поля<sup>3,100</sup> 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 Доплер-эффекта первого порядка, обусловленного движением спутника или ракеты, так как доплеровский сдвиг частоты первого порядка в  $10^4$ — $10^5$  раз превосходит гравитационный сдвиг частоты. Был предложен ряд методов компенсации Доплер-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 работе<sup>4</sup> 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 Доплер-эффекта первого порядка, так как они требуют весьма точного знания координат в момент излучения спутником сигнала времени.

В работе<sup>5</sup> предлагается для компенсации Доплер-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 импульльному 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. Гинзбурга<sup>6</sup>. 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<sup>7,8</sup> с использованием инверсионного спектра молекулы аммиака  $\text{N}^{14}\text{H}_3$ .

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  $\text{NH}_3$  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 особенности\*\*).

В основе работы м. г. лежит принцип индуцированного излучения возбужденных молекул<sup>9</sup>.

Обычно в м. г. используются молекулярные пучки<sup>9</sup>, хотя возможны и беспучковые системы<sup>10</sup>. 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 или магнитного поля.

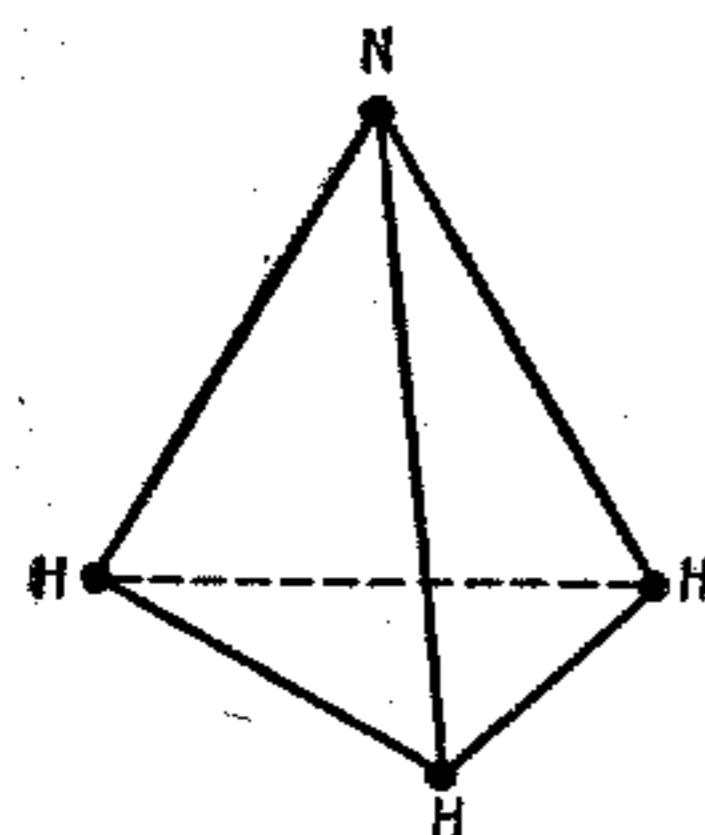
Рис. 1. Геометрическая структура молекулы аммиака.

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 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 ФИАН<sup>8</sup>, 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<sup>11,12</sup>. 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  $\text{NH}_3$  и ее спектре можно найти в монографиях по радиоспектроскопии<sup>104, 105</sup>,



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,

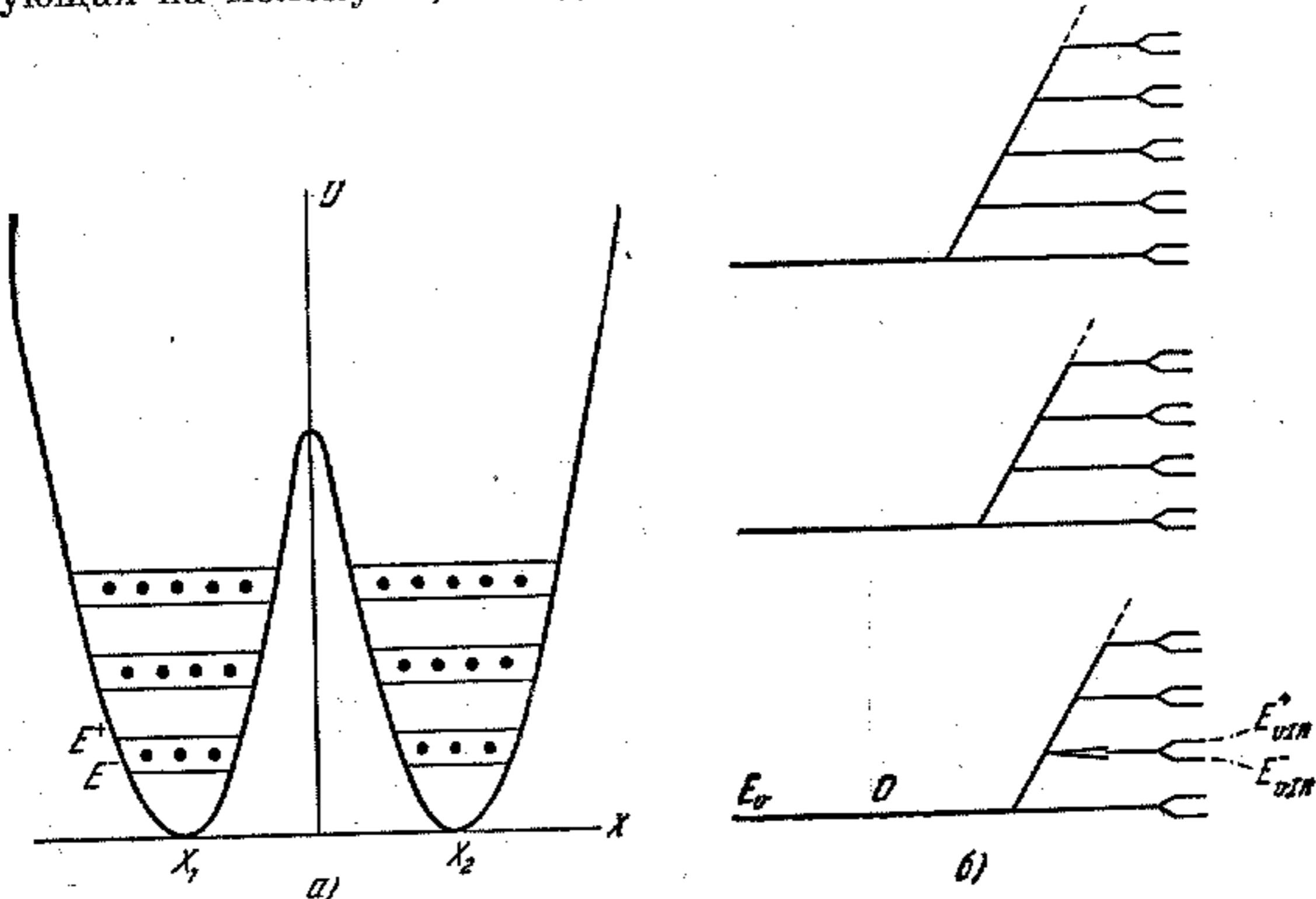


Рис. 2. а) Зависимость потенциальной энергии  $U$  молекулы  $\text{NH}_3$  от расстояния ( $X$ ) между атомом азота и плоскостью, проходящей через атомы водорода, и схема инверсионных уровней энергии невращающейся молекулы:  $E^+$  — верхний инверсионный уровень,  $E^-$  — нижний инверсионный уровень,  $X_1$  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  $\text{NH}_3$ . К каждому колебательному уровню энергии  $E_0$  добавляется бесконечное число уровней, обусловленных вращением  $E_{vJK}$ . Последние в свою очередь расщеплены на два инверсионных:  $E_{vJK}^+$  — верхний уровень и  $E_{vJK}^-$  — 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<sup>7,8,13</sup>, электрическое поле в котором равно нулю па 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<sup>14,15</sup>. Описанная в работе<sup>15</sup> 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<sup>16,17</sup>.

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<sup>18</sup>. Наиболее употребителен тип  $E_{010}$ <sup>8-19</sup>. Выбор этого типа

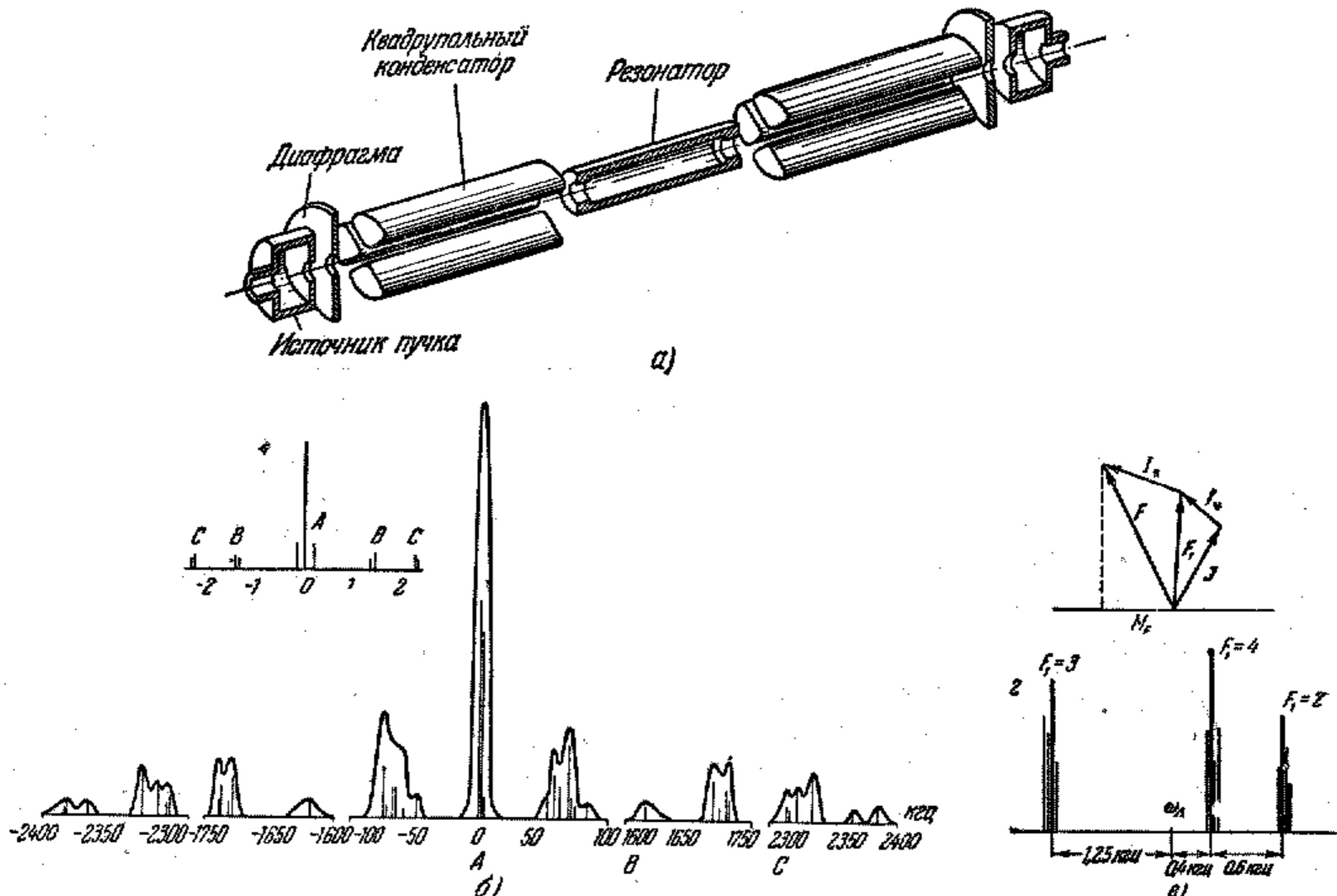


Рис. 3. а) Схематическое устройство двухпучкового молекулярного генератора. б) Структура спектральной линии аммиака  $J=3$ ,  $K=3$ . в) Структура центральной линии  $J=3$ ,  $K=3$ ,  $\Delta F_1 = \Delta F = 0$ <sup>8,26</sup>.

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

Можно использовать<sup>7</sup> 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 допплеровское 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  $\frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}$ ), дают следующую формулу для частоты колебаний м. г.<sup>20,21,22</sup>:

$$\nu = \nu_A \left[ 1 - \frac{\nu_A - \nu_0}{\nu_A} \frac{Q}{Q_A} \right], \quad (1,1)$$

где  $\nu_A$  — частота спектральной линии,  $\nu_0$  — собственная частота резонатора,  $Q$  — добротность резонатора,  $Q_A$  — добротность спектральной линии.

Из формулы (1,1) видно, что чем меньше ширина спектральной линии  $\Delta\nu = \frac{\nu_A}{Q_A}$ , 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  $10^{-8}$ . Для получения большей точности необходим учет ряда эффектов, которыми пренебрегалось в модели, использованной в работах<sup>20-22</sup>.

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  $N^{14}H_3$ ,  $J=3$ ,  $K=3$ , обладает богатой сверхтонкой структурой, обусловленной электрическими и магнитными взаимодействиями в молекуле<sup>23</sup>. Наиболее сильное из них — электрическое квадрупольное взаимодействие ядра азота с молекулярным полем<sup>24</sup>, 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  $N^{14}H_3$  (в том числе и линия  $J=3$ ,  $K=3$ ) оказываются расщепленными на ряд компонент соответственно различным квантовым числам  $I_H$ ,  $I_N$ ,  $K$ ,  $F_1$ ,  $F^*$ ), которые характеризуют уровни энергии молекулы с учетом сверхтонких взаимодействий<sup>23</sup>. 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 работе<sup>24</sup>, 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  $F$ , 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<sup>19, 24</sup>. Этот сдвиг не является постоянной величиной, а зависит от напряжения на сортирующей системе<sup>25</sup>, 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 допплеровское смещение частоты спектральной линии даже в том случае, если резонатор настроен на тип колебаний  $E_{0,0}$ <sup>21</sup>. 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 резонатора<sup>21</sup>.

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 временем пролета согласно закону  $\frac{1}{\tau} e^{-\frac{\tau}{\tau}}$  фактор насыщения  $a = \frac{d^2 \xi^2}{\lambda^2}$  и квадрат ширины спектральной линии  $\Delta v_{\text{прол}}$ , обусловленной временем пролета, входят в выражение для квадрата суммарной ширины линии аддитивно:

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

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<sup>25, 26</sup>. 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  $10^{-11} v_A$ .

Расчет частоты колебаний м. г., проведенный с учетом рассмотренных эффектов<sup>26</sup>, дает следующее выражение для  $v$ :

$$v = v_A \left[ 1 - \frac{v_A - v_0}{v_A} \frac{Q}{Q_A} G(U, a) + \Delta_1(U, a) + \Delta_2(U, a) \right]. \quad (1,3)$$

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;  $Q_A = v_A \frac{l}{(kT/m)^{1/2}}$ ,  $l$  — длина резонатора,  $m$  — масса молекулы,

$T$  — температура в источнике молекулярного пучка,  $v_A$  — частота инверсионного перехода при пренебрежении сверхтонкой структурой.

В работе<sup>26</sup> 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<sup>21, 27</sup> для моноскоростного пучка молекул. Значения функций  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  в зависимости от напряжения на сортирующей системе и интенсивности молекулярного пучка могут изменяться в пределах  $5 \cdot 10^{-9} v_A$ . 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  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ , влияние которых на частоту м. г. достаточно велико и не может быть уменьшено настройкой частоты резонатора  $v_0$  на частоту спектральной линии  $v_A$ . 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 работе<sup>26</sup> 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 статье<sup>27</sup>, 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 часов<sup>28</sup>. За короткие промежутки времени, порядка нескольких секунд, когда параметры генератора меняются незначительно, изменение частоты составляет  $10^{-13} \div 10^{-14}$  (см.<sup>111</sup>).

Дальнейшее повышение стабильности частоты м. г. связано с возможностью получения узких, но еще достаточно интенсивных спектральных линий. В работе<sup>29</sup> 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 частоты<sup>101</sup>. 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 водорода<sup>101</sup>. Структура уровней атома водорода и изменение энергии уровней в магнитном поле показаны на рис.<sup>4, a</sup><sup>32</sup>.

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 удается 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 работе<sup>59</sup>.

Н. Рамзеем<sup>101-102</sup>. 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  $\sim 1$  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 Вуда<sup>32</sup>, проходит через шестиполюсный магнит, в котором осуществляется сортировка атомов по энергетическим состояниям. Неоднородное поле такого магнита

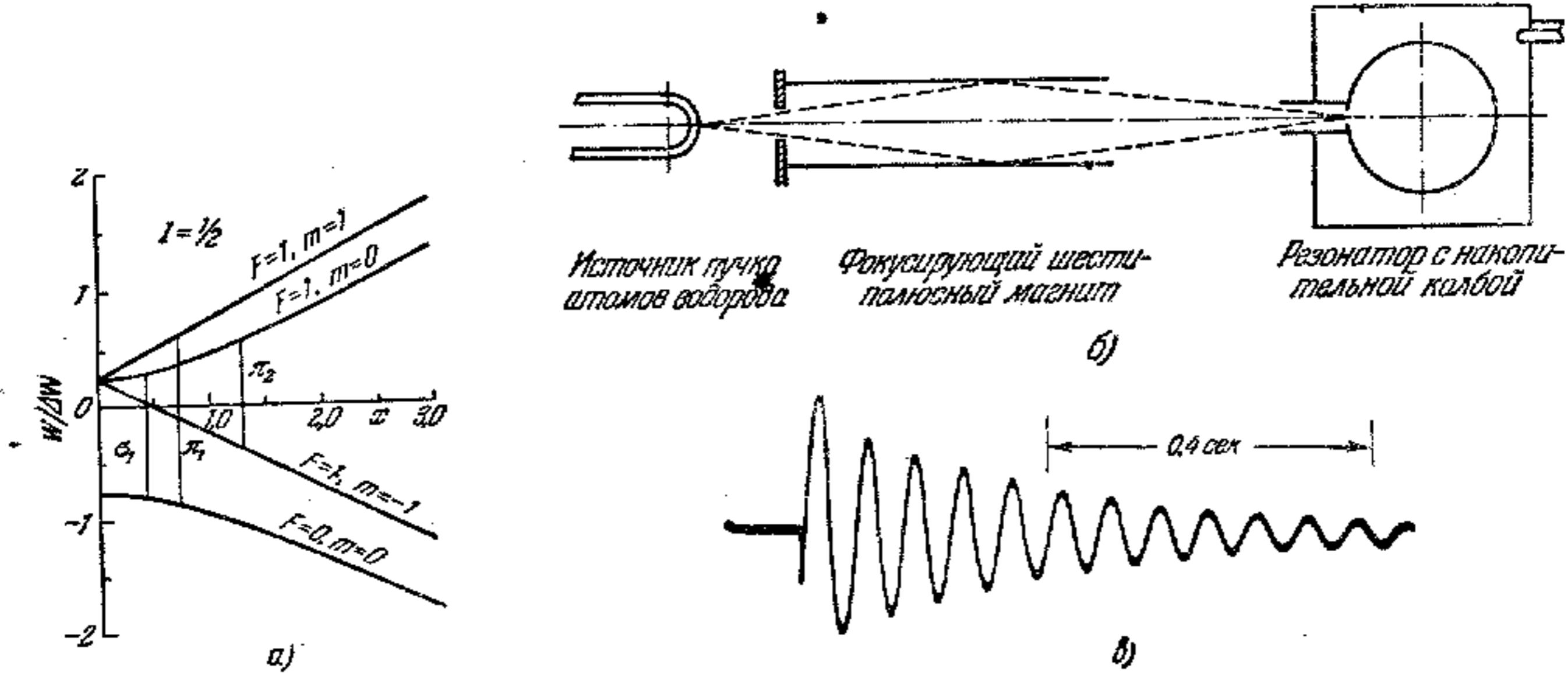


Рис. 4. а) Изменение подуровней сверхтонкой структуры в магнитном поле. б) Схема устройства генератора на пучке атомов водорода. в) Затухание биений индуцированного излучения пучка атомов водорода.

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  $P_{011}$ , 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  $10^{-12}$  ст. 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 «атомихрона», 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, б). 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 Дикке<sup>38</sup>. 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 выше  $10^{-3}$ ), чем любой другой генератор, предложенный ранее.

## § 2. Цезиевые стандарты частоты

Цезиевые стандарты частоты основаны на использовании узкой линии в спектре пучка атомов цезия<sup>30-32</sup>. 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  $\sim 9000$  Мгц (точнее, 9192,632 Мгц)<sup>33</sup>. Попытавшись 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 поверхности ионизации<sup>32</sup>. 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 умножителем.

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

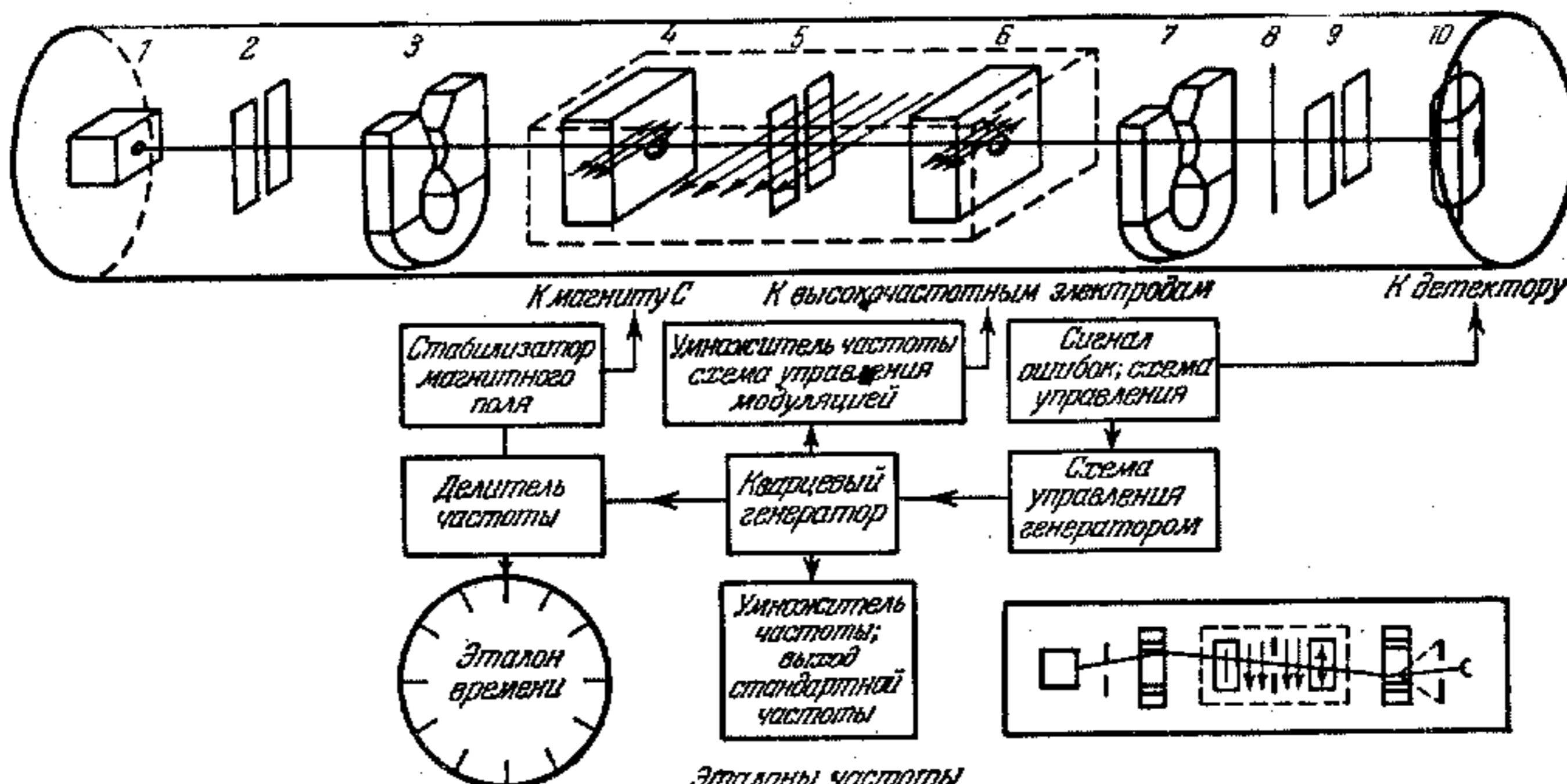


Рис. 5. Схема предлагаемого устройства атомных часов <sup>32</sup>.

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 <sup>33</sup>

$$v = (9192,63133 + 0.000427 H^2) \cdot 10^6 \text{ Гц.} \quad (1,4)$$

Для получения узкой спектральной линии в цезиевом стандарте частоты используется метод двух разнесенных в пространстве (но связанных между собой волноводом) резонаторов, предложенный Рамзеем <sup>34</sup>.

Известно, что с увеличением времени пролета через резонатор ширина линии  $\Delta v$  сужается:  $\Delta v = \frac{1}{2\pi\tau}$ , однако неоднородность внешних магнитных полей на больших пролетных расстояниях возрастает, а так как частота перехода  $4,0 \rightarrow 3,0$  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, устраниют 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 воздействующего на них резонансного излучения, эффективное время равно  $\tau_1 + \tau_0 + \tau_2$ , где  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — времена пролета через первый и второй резонатор соответственно и  $\tau_0$  — время пролета между резонаторами.

Если  $\tau_0$  достаточно велико \*), то даже при малых  $\tau_1$  и  $\tau_2$  удается таким способом получить очень узкую спектральную линию ( $\sim 100$  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 раздельными резонаторами удалось получить<sup>35</sup> 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 Захариос рассматривал возможность замедления атомов цезия в гравитационном поле Земли<sup>34,36</sup>. Однако с помощью такого метода не удается 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 резонаторами<sup>37</sup>. Соударения должны быть таковы, чтобы, удлиняя время пролета атомов цезия между резонаторами, они практически не изменяли внутреннего состояния атомов. В работе<sup>38</sup> было показано, что таким инородным газом может служить гелий. В работе<sup>39</sup> 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 таллия<sup>32</sup>, 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  $\Delta v_L/v_L$ , (где  $\Delta v_L$  — ширина спектральной линии, а  $v_L$  — 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 установки<sup>106</sup>, в которых расстояние между резонаторами достигает 400 см. Большее увеличение этого расстояния наталкивается на трудность получения хорошо сфокусированных и достаточно интенсивных атомных пучков.

\*\*) В заметке<sup>110</sup> сообщалось о получении с помощью цезиевого эталона (использующего, по-видимому, указанный принцип) стабильности частоты  $\pm 2 \cdot 10^{-12}$  за 9 месяцев.

цеция, что уменьшает его тепловую скорость в пучке и увеличивает время пролета  $t$ . 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<sup>32,40,41,42</sup>, по используемой методике аналогичен магнитному резонансному методу, применяемому в цезиевом эталоне частоты (см.<sup>1</sup>, § 2).

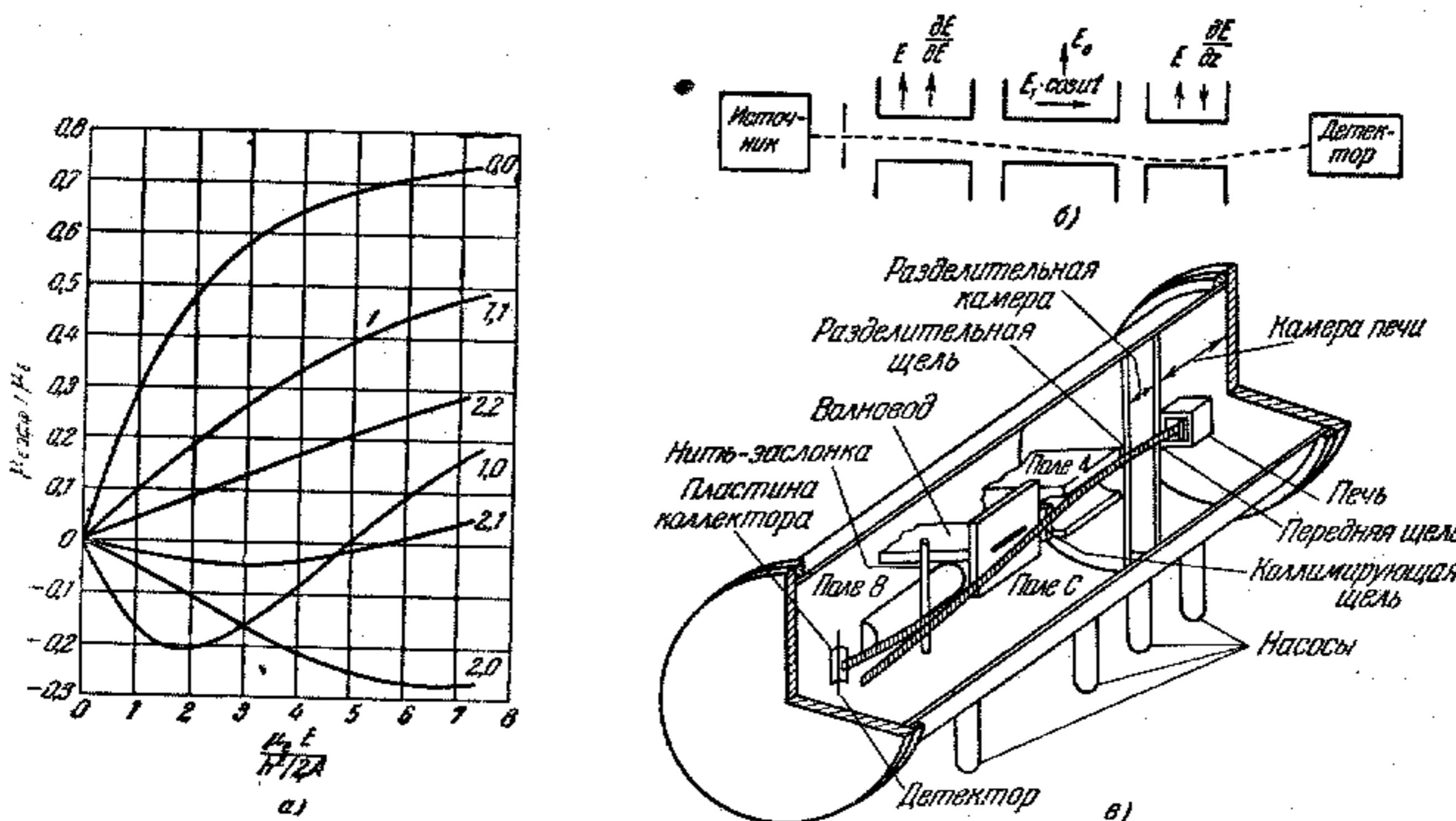


Рис. 6. а) Эффективные электрические моменты вращающейся полярной линейной молекулы в электрическом поле. (Взаимодействиями, обусловливающими сверхтонкую структуру, пренебрегается.) б) Схема электрического резонансного метода. в) Схема установки для изучения молекулярного пучка методом электрического 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 резонанса<sup>41</sup> (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 работе<sup>42</sup> приведены результаты исследований молекул галоидных соединений щелочных металлов, в частности молекулы  $\text{Li}^6\text{F}^{19}$  (переходу между вращательными энергетическими уровнями  $J=0 \rightarrow J=1$  соответствует частота излучения около  $10^{11}$  Гц ( $\lambda \sim 3$  м.м)). Возможно использовать и другие молекулы<sup>43</sup>, однако молекулы, содержащие атомы

щелочных металлов, предпочтительней, так как для пучков таких молекул существуют очень чувствительные детекторы<sup>32,40</sup>.

Ожидаемая стабильность эталона частоты при использовании электрического резонансного метода<sup>42</sup> порядка  $10^{-10}$ , т. е. такая же, как и в цезиевом эталоне частоты.

В последние годы разрабатываются эталоны частоты, основанные на индикации микроволнового поглощения на спектральных линиях паров одноатомных щелочных металлов с помощью переходов атомов в оптическом или инфракрасных диапазонах<sup>44-48, 58</sup>. Такой метод индикации обладает очень высокой чувствительностью, вследствие того что для индикации оптических или инфракрасных переходов могут быть использованы фотоумножители, имеющие очень низкий уровень шума. В ряде работ предлагается также использование вспомогательного инфракрасного или оптического излучения для получения отрицательной температуры в парах щелочных металлов<sup>107-109</sup>. Такие системы с отрицательной температурой могут быть использованы для создания молекулярных генераторов. Путем раз-

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 дошпллеровское уширение спектральной линии при этом определяется не тепловой скоростью движения излучающих атомов, а скоростью их диффузии в инертном газе<sup>38</sup>.

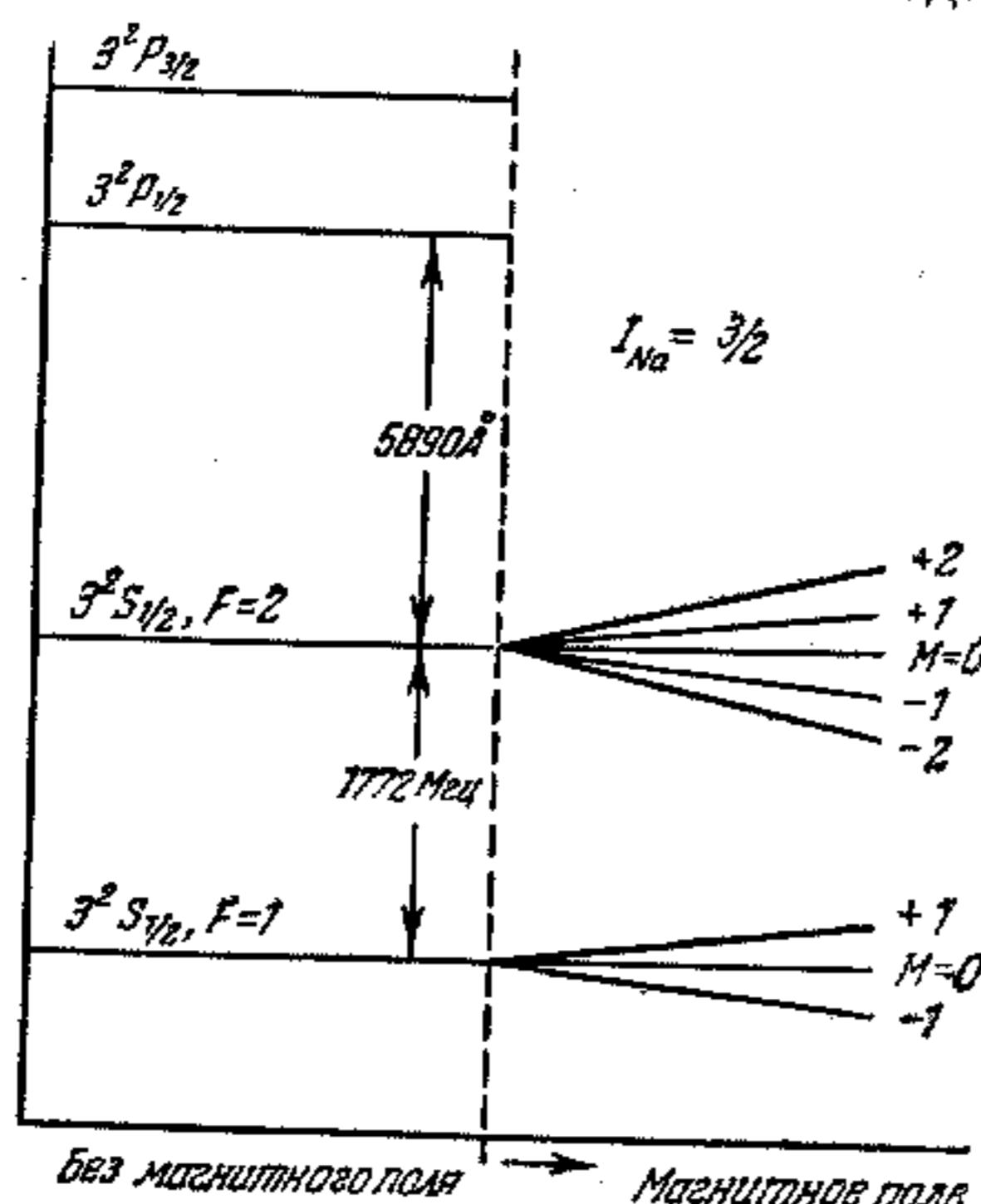


Рис. 7. Схема энергетических уровней атомов натрия.

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 дошпллеровское уширение спектральной линии при этом определяется не тепловой скоростью движения излучающих атомов, а скоростью их диффузии в инертном газе<sup>38</sup>.

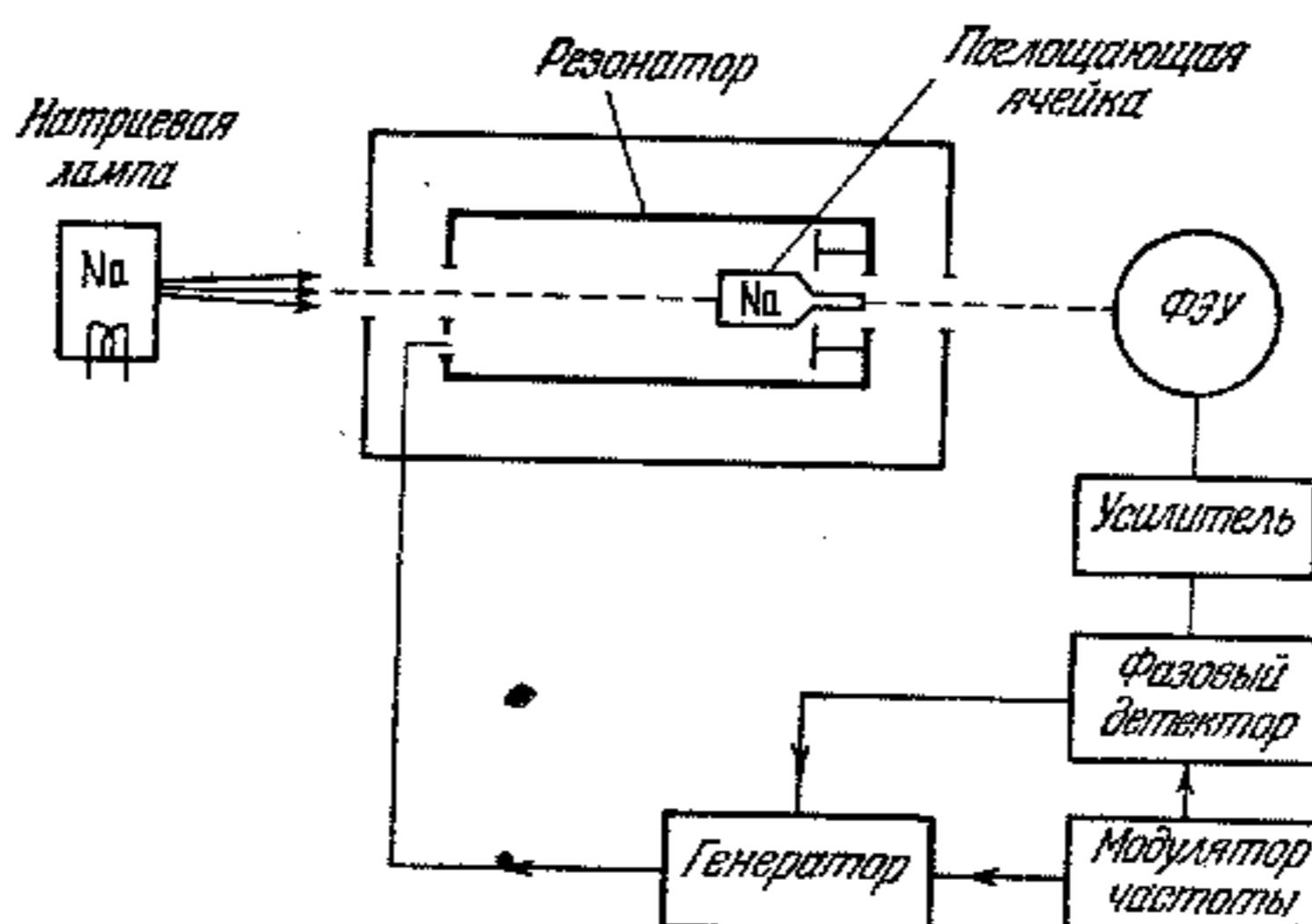


Рис. 8. Схема эталона частоты с «оптической накачкой».

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

В таком приборе<sup>46</sup> 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  $135^{\circ}\text{C}$  давление паров натрия составляет величину  $\sim 10^{-5}$  мм рт. ст. и давление аргона  $\sim 100$  мм. рт. ст. Через окна в резонаторе поглощающая ячейка 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  $\sim 1772\text{ MГц}$ , 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 осциллографме 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 достигли<sup>49</sup> 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 проектирована, 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<sup>49, 50</sup> 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 обнаруживаются 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 частоты<sup>50</sup> приведена на рис. 11.

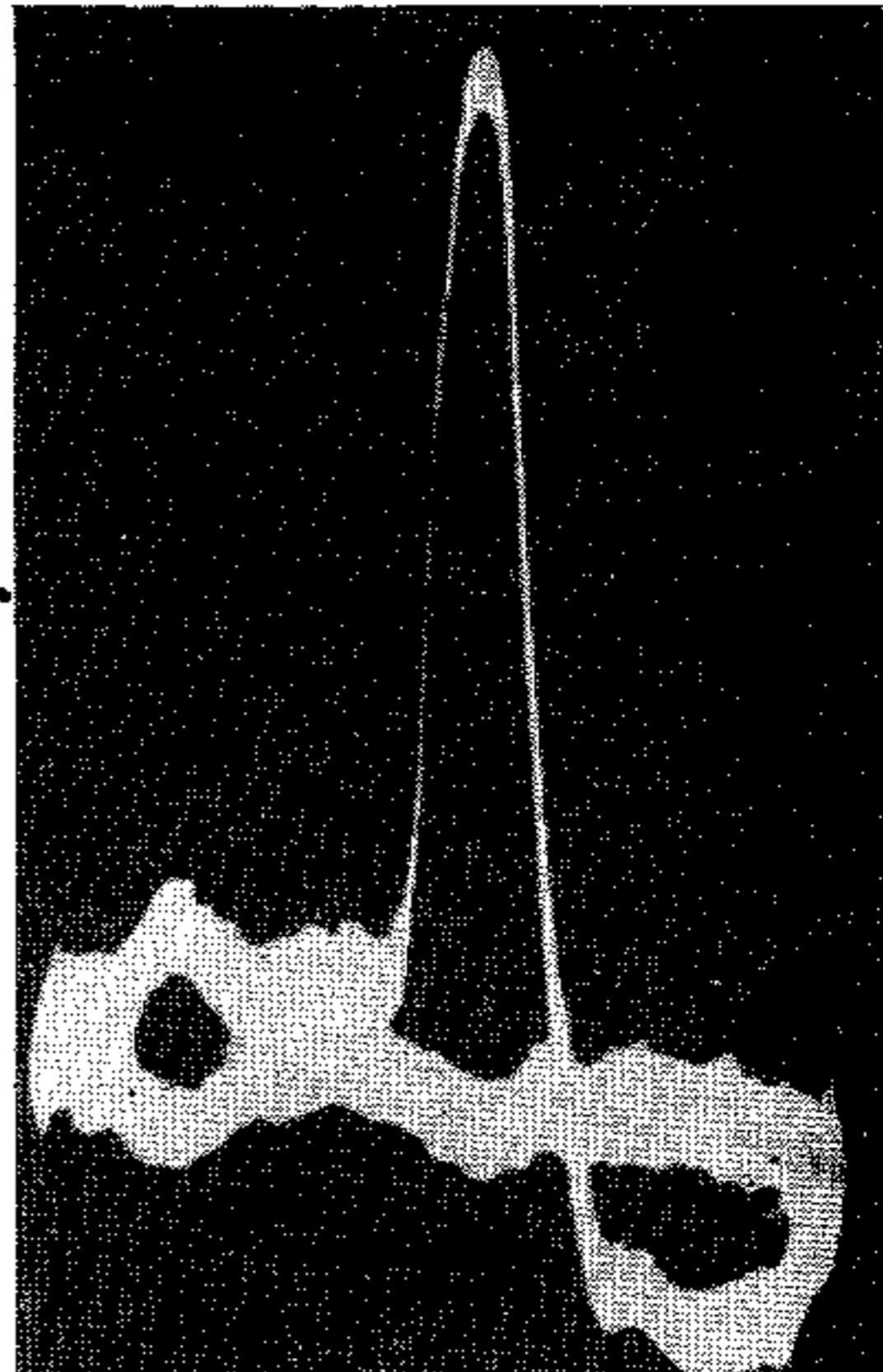


Рис. 9. Осциллографмограмма с детектора оптического резонанса.

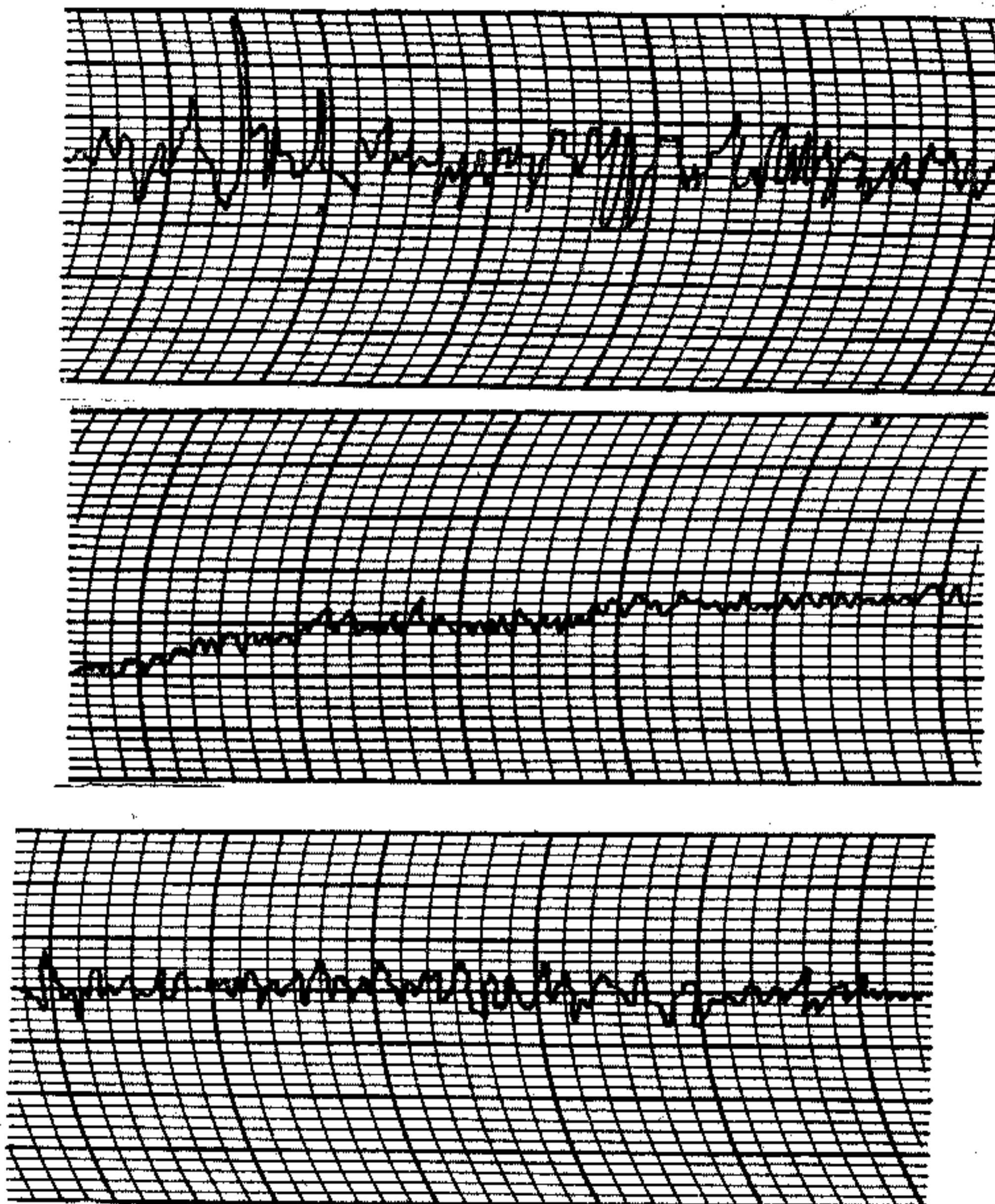


Рис. 10. Изменение частоты кварцевого генератора во времени.

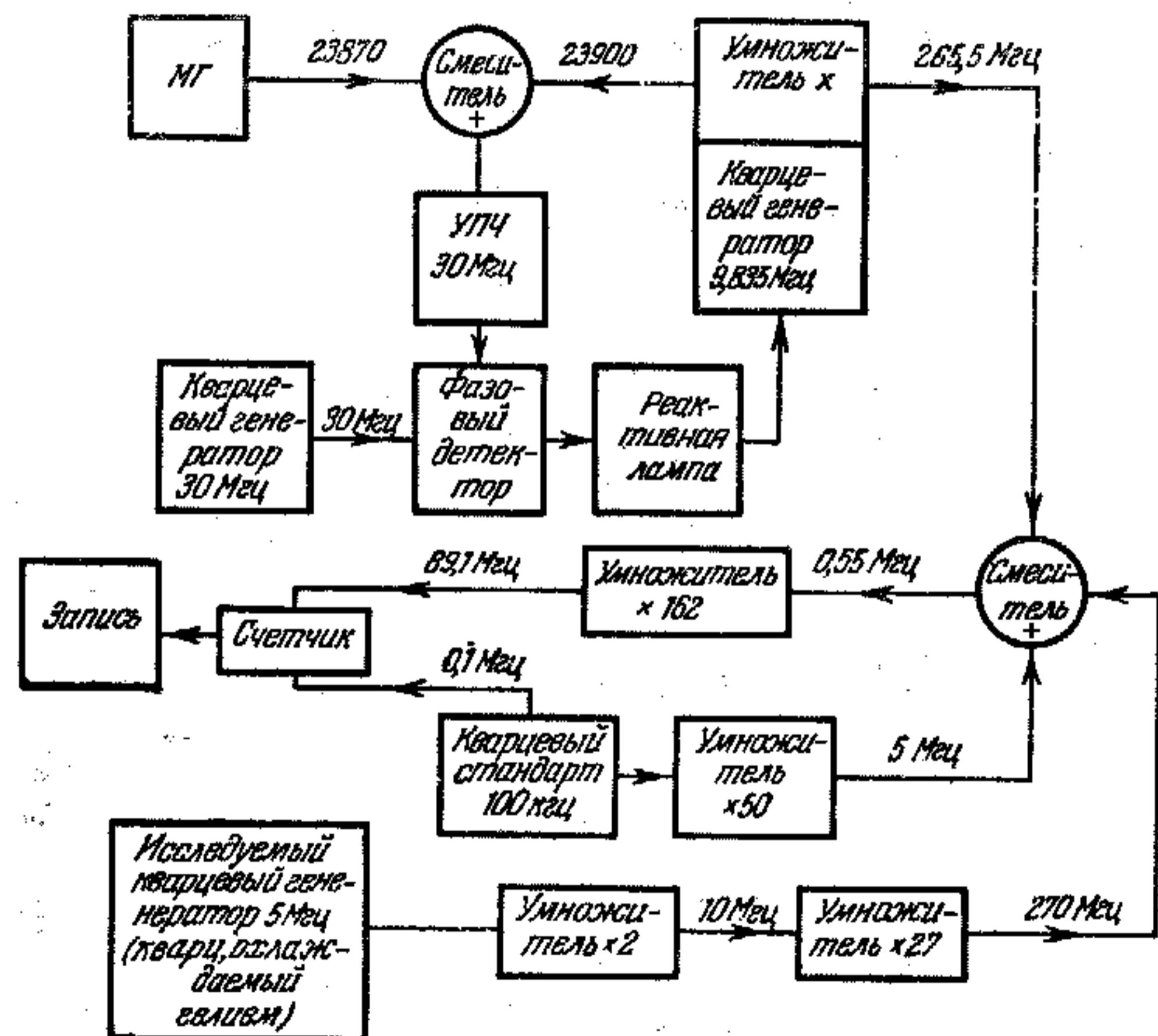


Рис. 11. Схема для исследования стабильности кварцевого генератора.

#### § 4. Стабилизация частоты

Обладая весьма высокой стабильностью частоты, м.г. имеет чрезвычайно малую выходную мощность, порядка  $10^{-11} \text{--} 10^{-10} \text{ вт}$ , 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 малошумящего усилителя (например, ЛБВ) и затем усилительного клистрона (непосредственное применение клистрона в качестве усилителя невозможно из-за большого уровня собственных шумов клистрона). Усиление с помощью ЛБВ или параметрических усилителей приводит к нестабильности фазы усиливаемого сигнала, поэтому для фазовых измерений высокой точности следует использовать фазовую автоподстройку<sup>52</sup>. Фазовая автоподстройка частоты (ФАП) клистрона по молекулярному генератору предложена впервые Стрендбергом<sup>51</sup>.

Схемы ФАП в дальнейшем были усовершенствованы различными авторами<sup>53, 54, 56</sup>. 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 «хватывания» 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

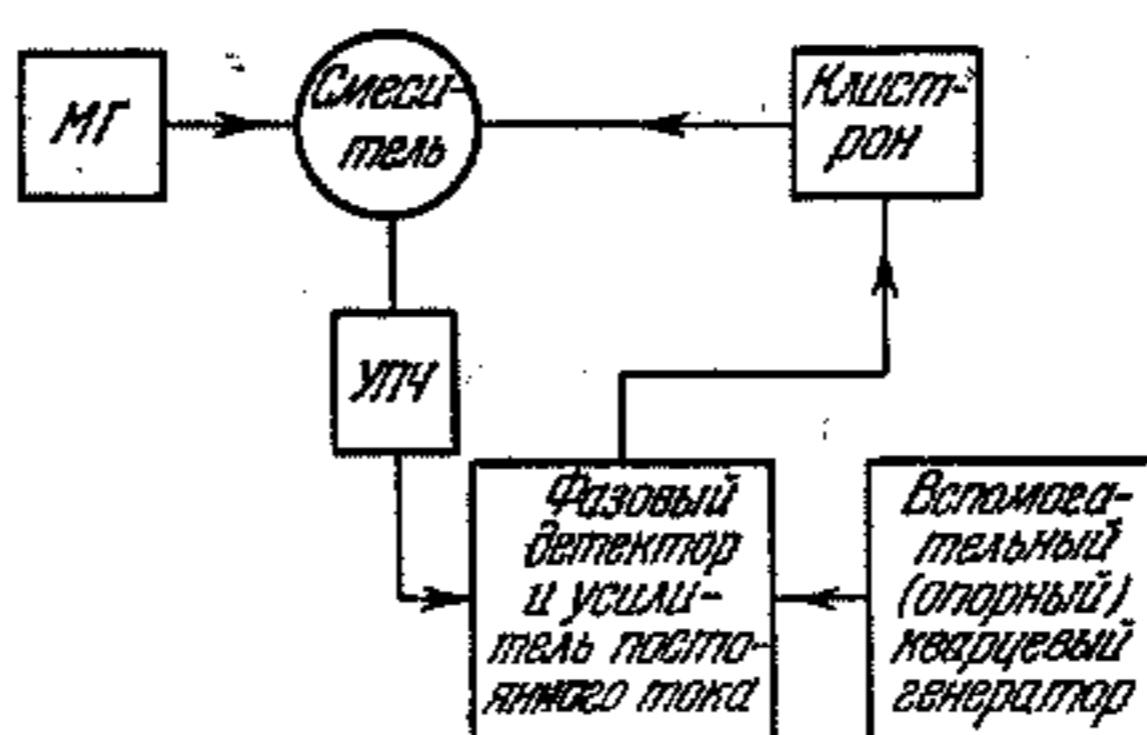


Рис. 12. Схема фазовой автоподстройки (ФАП) частоты клистрона по частоте молекулярного генератора (МГ)<sup>51</sup>.

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 генератора<sup>54</sup> 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  $\text{N}^{14}\text{H}_3$ :  $J=3, K=3, f=23\ 870, 13\ \text{Мгц}$  и  $J=2, K=2, f=23\ 722, 61\ \text{Мгц}$  (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 кластрона.

При непосредственной ФАП кластрона по молекулярному генератору получена полоса «схватывания»  $\pm 100 \text{ кГц}$ , но так как стабильность

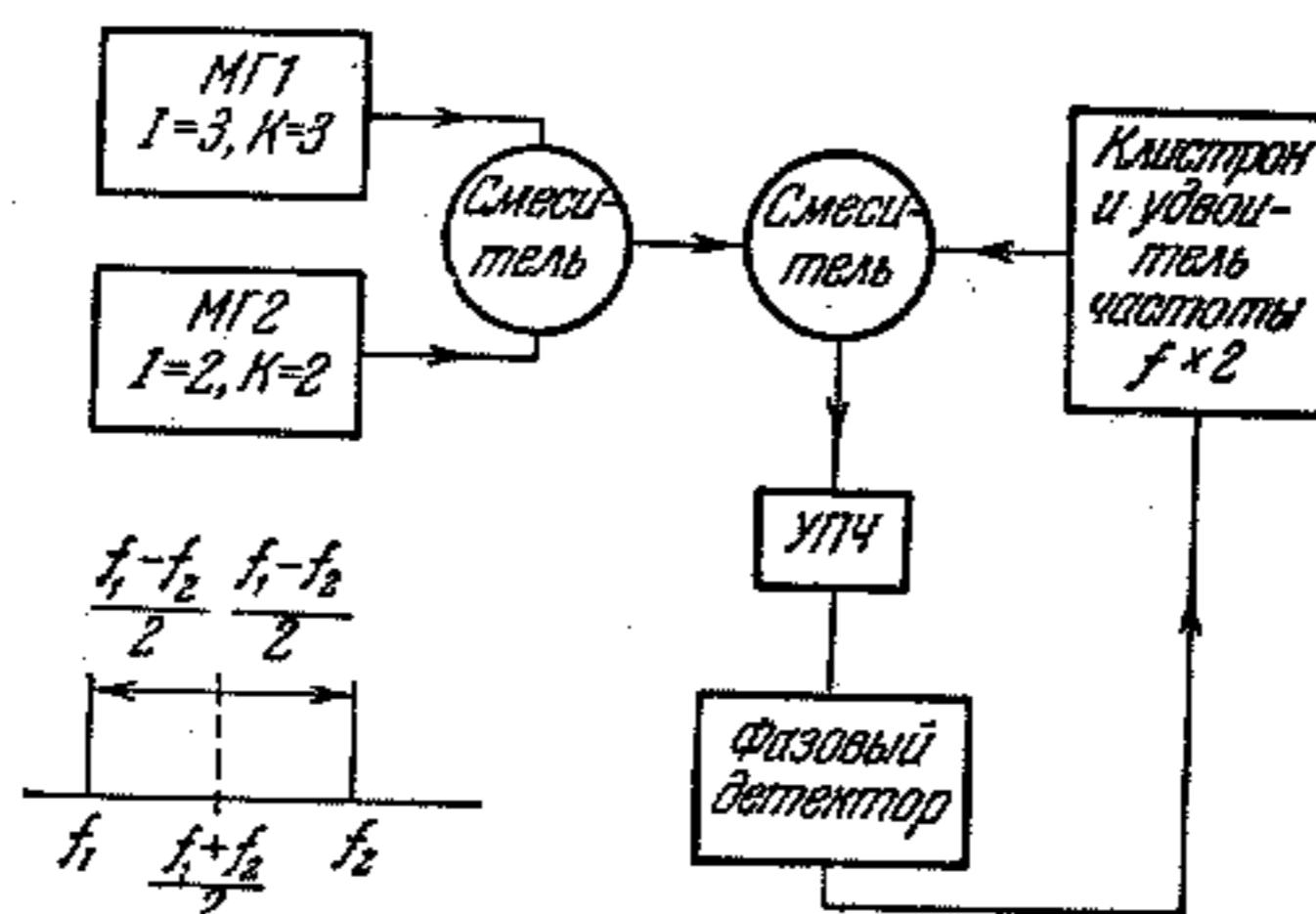


Рис. 13. Схема фазовой автоподстройки частоты кластрона по средней частоте двух молекулярных генераторов<sup>113</sup>.

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

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

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

1. Схема позволяет усилить слабую мощность молекулярных генераторов на промежуточной частоте  $73 \text{ МГц}$ .

2. Схема не требует стабильно-го дополнительного опорного генератора.

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

В случае, если от кластрона не требуется мощности, большей нескольких милливатт, вполне пригодной оказывается и схема с вычитанием ошибки опорного генератора<sup>54</sup> (рис. 14).

В усовершенствованном варианте схемы с вычитанием ошибки с двумя кластронами<sup>55</sup> (рис. 15) возможны три выхода частоты:  $f_0/k$  — в сантиметровом диапазоне ( $k=1, 2, 3$ ),  $f_0/km$  — в дециметровом диапазоне ( $m=3 \div 10$ ) и  $f_0/kmp$  — в метровом диапазоне длин радиоволн. Здесь

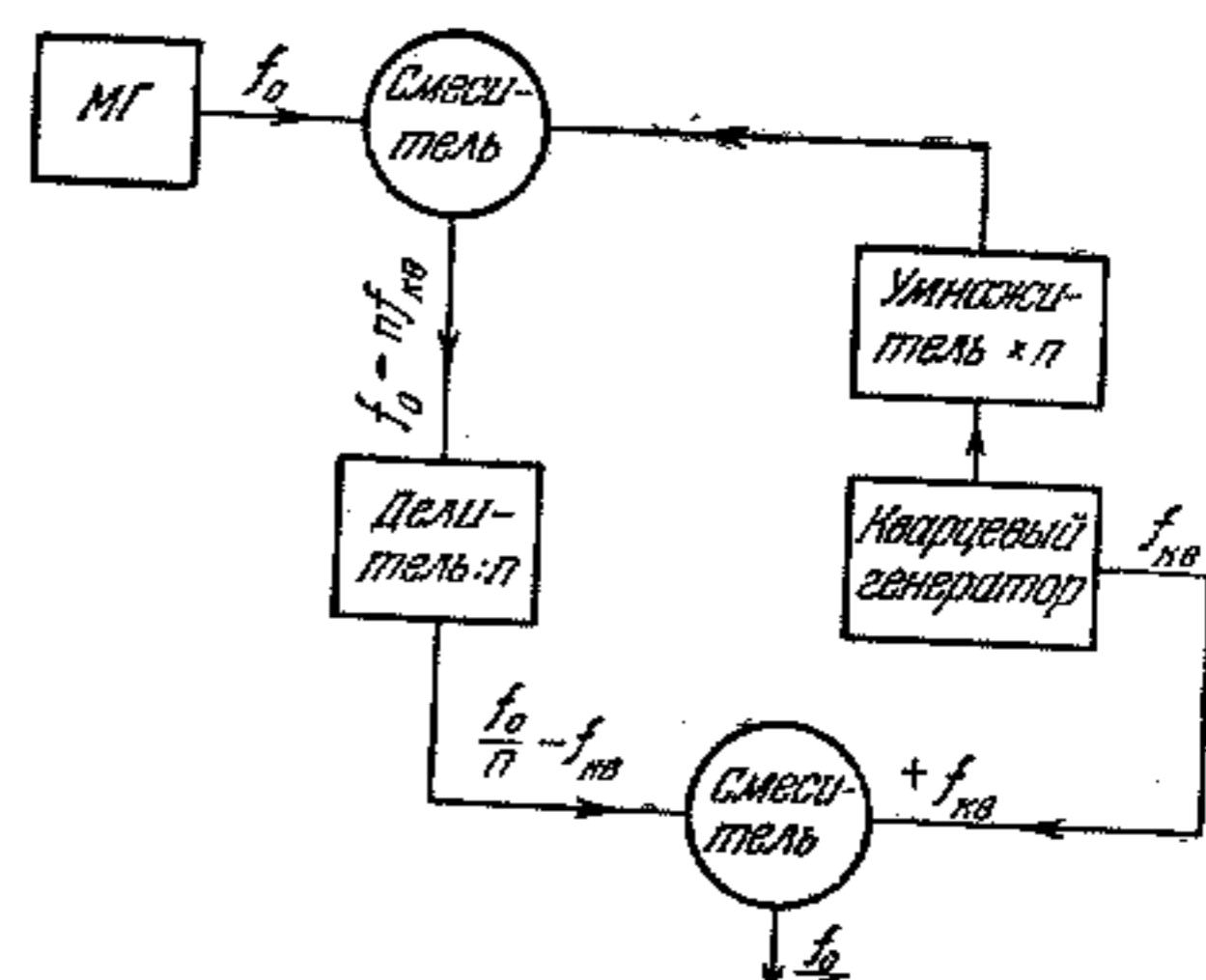


Рис. 14. Принципиальная схема фазовой автоподстройки частоты кластрона по молекулярному генератору с вычитанием ошибки опорного вспомогательного генератора<sup>54</sup>.

использованы следующие соотношения между частотами:

$$\begin{aligned}f_1 &= (n-1)f_{\text{кв}}, \\f_2 &= mf_1 - mf_{\text{кв}} = (mn-m+m)f_{\text{кв}} = mnf_{\text{кв}}, \\f_{\text{упч}} &= f_0 - kmnf_{\text{кв}},\end{aligned}$$

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  $f_2$ :

$$\frac{f_0 - kmnf_{\text{кв}}}{k} - f_2 = \frac{f_0}{k} - mnf_{\text{кв}} + mnf_{\text{кв}} = \frac{f_0}{k}.$$

2) Вычитание по частоте  $f_1$ :

$$\frac{f_0 - kmnf_{\text{кв}}}{km} - f_1 + f_{\text{кв}} = \frac{f_0}{km}.$$

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

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

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

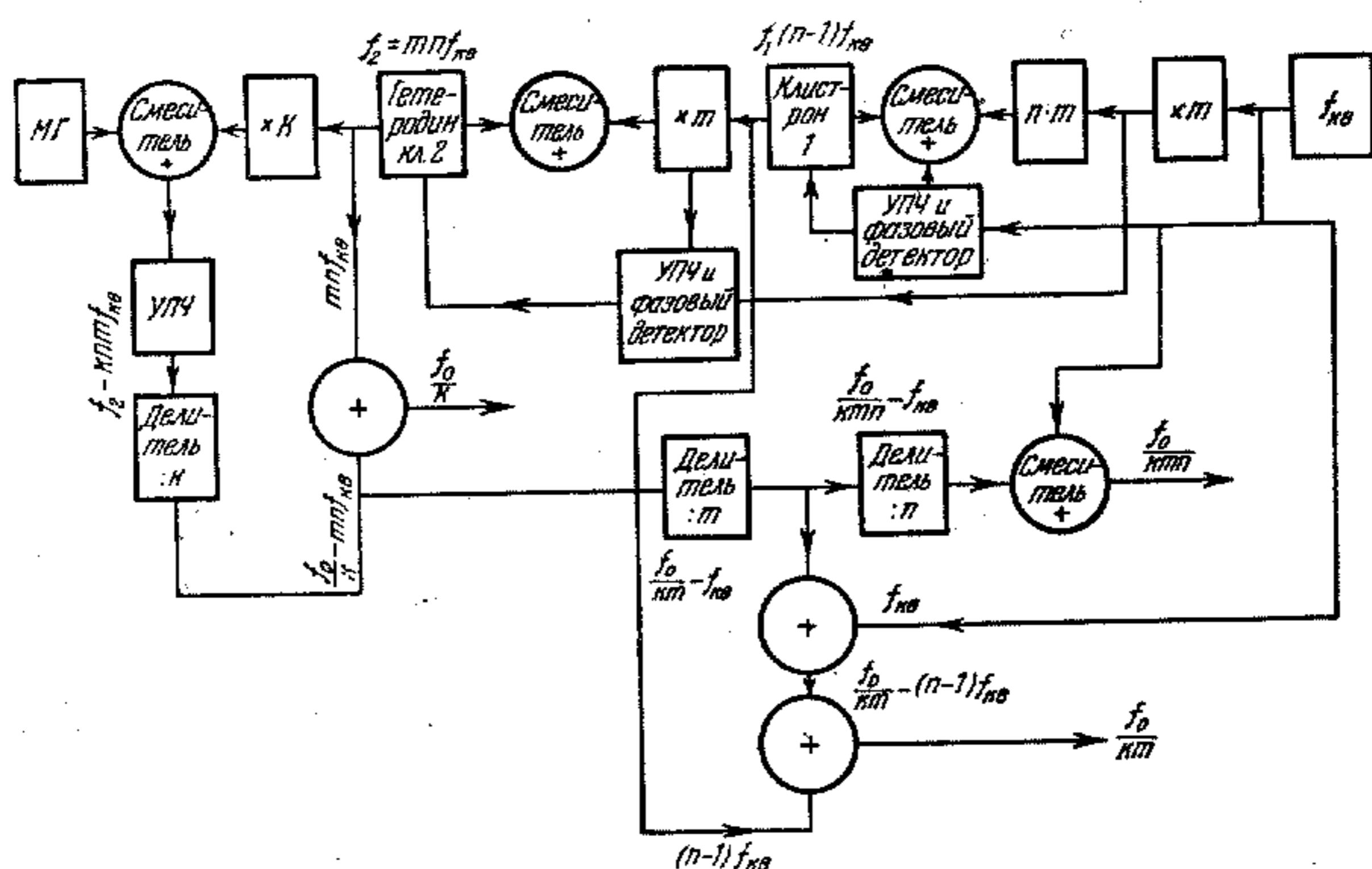


Рис. 15. Усовершенствованная схема ФАП с вычитанием ошибки опорного генератора<sup>56</sup>.

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 дает 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, являющиеся следствием общей теории относительности и допускающих экспериментальную проверку<sup>60, 61, 62, 63</sup>: 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  $\gamma$ -лучей, испускаемых и поглощаемых радиоактивными ядрами в кристаллах, охлаждаемых до температуры жидкого гелия<sup>64</sup> (эффект Мёссбауера<sup>2</sup>). 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<sup>65, 66, 67</sup>. Делаются попытки экспериментально обнаружить некоторые из них, например космические гравитационные волны<sup>68</sup>. 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 Меркурия<sup>69</sup> этот поворот (релятивистское смещение перигелия) должен составить угол  $43,0,3'' \pm 0,03''$  за столетие. Фактически наблюденное 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 Земли<sup>70</sup> фактически наблюденное 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,