

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР И УСИЛИТЕЛЬ

Н. Г. Басов и А. М. Прохоров

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование спектров веществ в диапазоне радиоволн, которым занимается новая отрасль физики — радиоспектроскопия, внесло ценный вклад в различные области физики, химии и техники.

Можно перечислить следующие основные результаты, полученные методами радиоспектроскопии за последние 10 лет:

1. В 1947 г. Лембом и Ризерфордом был обнаружен сдвиг уровней атомного водорода, а несколько позже рядом исследователей — аномальный магнитный момент электрона. Эти фундаментальные экспериментальные работы послужили мощным толчком для развития квантовой электродинамики.

2. Измерены дипольные магнитные и квадрупольные электрические моменты, а также спины многих ядер, в том числе достаточно короткоживущих радиоактивных изотопов (с периодом полураспада до нескольких часов). Работы в этой области продолжают развиваться, в частности, начинают проводиться работы по определению старших моментов ядер (магнитные октупольные моменты).

3. Были изучены структуры большого количества молекул, кристаллов и жидкостей. Данные, получаемые радиоспектроскопическими методами, значительно превосходят по точности данные всех других известных методов и дают целый ряд новых сведений, крайне необходимых для создания теории химической связи.

4. Радиоспектроскопические методы начинают применяться для качественного и количественного химического анализа веществ.

5. Радиочастотные спектральные линии начинают использоваться для создания эталонов частоты.

6. Ведутся работы по прецизионному измерению магнитных полей с помощью протонного резонанса с точностью 10^{-6} , а также по стабилизации магнитного поля с большой точностью.

Успехи радиоспектроскопии обусловлены высокой разрешающей силой радиоспектроскопических методов. Высокая разрешающая сила радиоспектроскопических методов обеспечивается главным образом двумя обстоятельствами:

1. Очень малой величиной естественной ширины спектральных линий, которая не превосходит 10^{-6} гц для волн сантиметрового диапазона.

2. Наличием в диапазоне радиочастот достаточно мощных монохроматических источников излучения.

Благодаря тому, что в диапазоне радиочастот можно получить достаточно узкие спектральные линии, стало возможным непосредственное изучение слабых эффектов взаимодействия.

Наряду с высокой разрешающей силой радиоспектроскопические методы обладают достаточно высокой чувствительностью, несмотря на то, что вероятность переходов с одного уровня на другой сильно падает с уменьшением частоты излучения. Высокая чувствительность радиоспектроскопических методов обусловлена тем, что мощности источников излучения достаточно велики, так что можно достигнуть предельного поглощения.

В отличие от оптической спектроскопии в диапазоне радиочастот можно наблюдать эффект насыщения, состоящий в том, что увеличение мощности излучения не увеличивает поглощенную мощность. Механизм эффекта насыщения связан с тем, что излучение уравнивает числа молекул на верхнем и нижнем уровнях рассматриваемого перехода, что соответствует очень большой температуре излучения на частоте линии.

Обычно в диапазоне радиочастот наблюдаются спектры поглощения веществ, хотя в принципе, как это следует из закона Кирхгофа, можно было бы наблюдать и спектры излучения. Чувствительность радиотехнических устройств настолько велика, что они позволяют индцировать изменения температуры излучающих тел на несколько градусов. Это широко применяется в радиоастрономии. Например, радиоастрономическим методом был исследован спектр излучения галактического водорода.

Наблюдение резонансных спектров излучения веществ в лабораторных условиях сильно затруднено, так как в практически осуществимых условиях опыта невозможно избавиться от сплошного спектра теплового излучения; поэтому сильно затруднено наблюдение спектров веществ, находящихся в термодинамическом равновесии.

Казалось бы, что можно было использовать для наблюдения спонтанного излучения термодинамически неравновесные системы, как это делается в оптике. Однако большая величина времени жизни в возбужденных состояниях в диапазоне радиочастот ($\sim 10^8$ сек.) не позволяет воспользоваться этой возможностью. Правда, при некоторых условиях можно создать такие неравновесные системы (когерентные состояния), в которых может стать возможным наблюдение спектров спонтанного излучения⁸.

Однако в радиоспектроскопии имеется возможность наблюдения спектров индуцированного излучения. Последнее обстоятельство связано с тем, что, с одной стороны, время жизни в возбуждённых состояниях велико, а, с другой стороны, при наличии мощных источников излучения можно сделать вероятность индуцированного испускания большой.

2. О ШИРИНЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Как было отмечено во введении, в диапазоне радиочастот естественная ширина спектральных линий ничтожно мала и поэтому ширину линии обуславливают различные взаимодействия и эффект Доплера. Наиболее узкие спектральные линии получаются в газовой спектроскопии и поэтому в настоящем параграфе мы не будем касаться вопроса о ширине линии при других методах наблюдения спектров.

В газовой радиоспектроскопии ширину спектральной линии обуславливают в основном следующие факторы:

1. Соударения молекул между собой и со стенками сосуда.
2. Эффект Доплера.
3. Эффект насыщения.

Ширина спектральной линии может быть существенно уменьшена, если наблюдать поглощение радиоволн не в газе, а в молекулярном пучке, где нет соударений молекул между собой и со стенками сосуда.

Ширина линий «монохроматического» по скоростям пучка определяется временем τ пролёта молекулами поля излучения:

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau}. \quad (1)$$

Ввиду того, что скорости молекул в пучке не одинаковы, казалось бы, что необходимо также учитывать доплеровское уширение. Однако от доплеровского уширения линий в немонохроматическом по скоростям пучке можно избавиться, если в объёмном резонаторе или волноводе возбуждать такие типы волн, у которых фазовая скорость волны в направлении распространения пучка равна бесконечности. Это вытекает из того, что смещение частоты определяется отношением скорости молекул пучка к фазовой скорости волн в направлении распространения пучка¹. Заметим, что доплеровское расширение линий молекул газа, заполняющего объёмный резонатор или волновод, равно доплеровскому расширению линий газа в свободном пространстве¹.

Таким образом, применение молекулярных пучков позволяет избавиться не только от уширения линий, связанного с соударениями молекул, но и от доплеровского уширения спектральных линий. Тем самым оказывается возможным в $50 \div 100$ раз уменьшить ширину спектральных линий по сравнению со случаем газа.

3. О МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПУЧКАХ

Молекулярные пучки сравнительно давно применяются для повышения разрешающей силы прибора. Впервые они были применены Л. Н. Добрецовым и А. Н. Терениным для оптических, а позже Раби и др. для радиоспектроскопических исследований. В настоящее время разработан ряд методов исследования свойств атомов, молекул и ядер в пучках. Во всех этих методах индицируется интенсивность пучка. О резонансных переходах частиц пучка судят по изменению интенсивности пучка, падающего на индикатор².

В последнее время были проделаны опыты по изучению поглощения радиоволн в молекулярных пучках NH_3 ^{3,4}. Из-за того, что плотность молекул в пучке сравнительно невелика, поглощение энергии молекулами пучка малó, благодаря чему сигнал, связанный с поглощением излучения, всего в несколько раз превышает уровень шумов приёмного устройства. Поэтому метод регистрации поглощения радиоволн не получил в таком виде достаточного развития, несмотря на то, что этот метод индикации является универсальным, в то время как индикаторы интенсивности пучка хорошо работают только для определённой группы атомов и молекул.

Однако имеется возможность сильно повысить интенсивность поглощения радиоволн за счёт нарушения распределения молекул по энергетическим уровням. Рассмотрим это подробнее.

Как известно, в термодинамически равновесной системе, имеющей набор уровней, расстояние между которыми малó по сравнению с энергией теплового движения kT , разность чисел частиц соседних уровней составляет лишь $\frac{\hbar\omega}{kT}$ часть от числа частиц, имеющих на одном из уровней. Например, для сантиметрового диапазона волн эта разность чисел молекул составляет 10^{-3} от числа молекул, имеющих на уровне. Так как поглощение радиоволн определяется именно этой разностью, интенсивность спектра поглощения в принципе может быть увеличена в $\frac{kT}{\hbar\omega}$ раз, если полнотью «убрать» молекулы с верхнего уровня¹.

Если убрать молекулы с нижнего уровня, то тогда будут наблюдаться линии излучения¹.

Увеличение или уменьшение числа молекул на уровнях мы в дальнейшем будем называть сортировкой, а разность числа молекул между верхним и нижним уровнем рассматриваемого перехода — числом активных молекул.

4. МЕТОДЫ СОРТИРОВКИ МОЛЕКУЛ

Проще всего производить сортировку молекул в пучке. Для этого можно воспользоваться отклонением молекул (или атомов) пучка путём воздействия на них неоднородных электрических или

магнитных полей. Этот способ был использован впервые в опытах Штерна и Герлаха.

Например, для двухатомных молекул проекция электрического дипольного момента молекулы на направление внешнего электрического поля зависит от квантовых чисел, характеризующих двухатомную молекулу (J, M_J)³. Эта зависимость изображена на рис. 1.

При неоднократном пропускании пучка двухатомных дипольных молекул через электрическое поле с градиентом, направленным перпендикулярно движению молекул пучка, молекулы, находящиеся в различных состояниях, будут испытывать различные отклонения. Вырезая диафрагмами пучки молекул, испытавшие то или другое отклонение, можно отобрать молекулы, находящиеся в определённом состоянии. Для получения заметных отклонений необходимы поля с большими градиентами. Таким образом, для пучков с достаточно большими размерами сечения приходится иметь дело

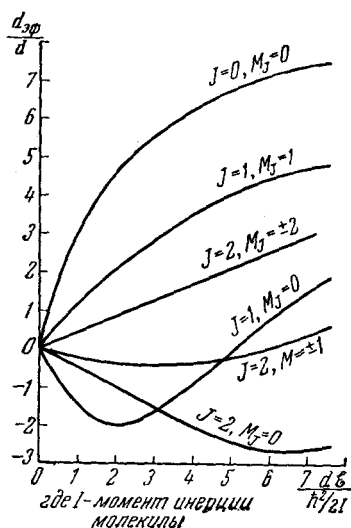


Рис. 1.

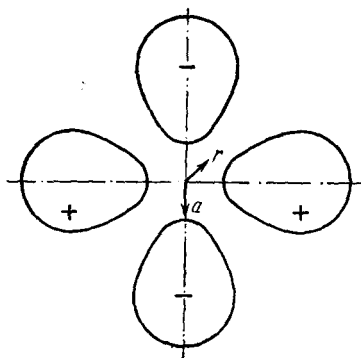


Рис. 2.

с большими полями, когда энергия взаимодействия дипольного момента молекул с внешним полем больше расстояния между уровнями молекулы. Поэтому для расчётов необходима теория штарк-эффекта в сильных полях.

Для сортировки молекул NH_3 по инверсионным состояниям оказывается эффективной система из цилиндрического квадрупольного конденсатора⁶ (рис. 2).

Энергия верхнего инверсионного уровня молекул NH_3 увеличивается в электрическом поле, а нижнего — уменьшается, причём

$$\Delta E = \pm \alpha \mathcal{E}^2, \quad (2)$$

где \mathcal{E} — напряжённость электрического поля. Поэтому в неоднородном электрическом поле на молекулы будут действовать силы противоположных знаков: молекулы, находящиеся на нижнем уровне, будут втягиваться в область с максимальным значением электрического поля, а молекулы, находящиеся на верхнем уровне, — в область с минимальным значением поля. Выражение для сил, действующих на молекулы, имеет вид

$$F = \pm 2 \alpha \mathcal{E} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial r}; \quad (3)$$

$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial r}$ — производная от напряжённости электрического поля в направлении, перпендикулярном движению молекул.

Если ограничить рассмотрение областью вблизи оси конденсатора, то выражение для силы имеет следующий вид:

$$F = \pm \frac{d^2 k^2 M_J^2}{J^2 (J+1)^2} \frac{1}{\hbar \omega_{\text{инв}}} \frac{V^2}{a^4} r, \quad (4)$$

где d — дипольный момент молекулы, k — проекция J на ось симметрии молекулы, M_J — проекция J на направление внешнего поля, $\frac{\omega_{\text{инв}}}{2\pi}$ — частота инверсионного перехода, V — разность потенциалов между обкладками конденсатора, a — расстояние от оси системы до поверхности электродов (см. рис. 2). Поверхности квадрупольного конденсатора делаются в виде эквипотенциальных поверхностей поля квадрупольной системы.

Молекулы, находящиеся на верхнем уровне, пролетая через квадрупольную систему, будут совершать гармонические колебания с частотой ω , определяемой соотношением

$$\omega^2 = \frac{|F|}{r m}, \quad (5)$$

где m — масса молекулы.

Длина конденсатора может быть приближённо рассчитана по среднеквадратичной скорости молекул пучка.

Имеется ещё другой способ получения активных молекул, а именно предварительное облучение молекулярного пучка вспомогательным высокочастотным полем, вызывающим резонансные переходы между различными уровнями молекул⁷. На рис. 3 и 4 указаны возможные варианты использования вспомогательного излучения частоты $\nu_{\text{всп}}$ для обогащения верхнего уровня в целях получения активных молекул на уровне 1 относительно уровня 2.

В случае, изображённом на рис. 3, активные молекулы на первом уровне получают за счёт переброса высокочастотным полем молекул с третьего уровня. Если высокочастотное поле обладает достаточной мощностью, так что достигается эффект насыщения,

то число активных молекул равно

$$\frac{1}{2} (N_3 - N_1) + N_1 - N_2, \quad (6)$$

где N_i — число молекул на i -м уровне. Число активных молекул на первом уровне увеличивается с увеличением разности энергий между

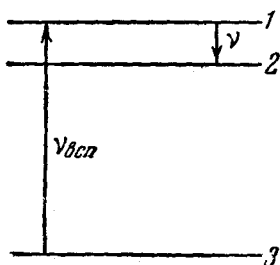


Рис. 3.

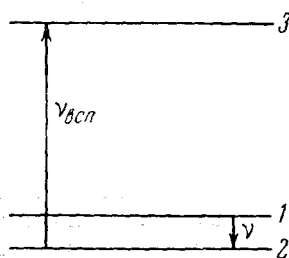


Рис. 4.

первым и третьим уровнями. При этом следует учитывать, что число молекул на уровнях при термодинамическом равновесии определяется фактором Больцмана

$$N_i \sim e^{-\frac{E_i}{kT}}, \quad (7)$$

где E_i — энергия i -го уровня, T — абсолютная температура.

Те же рассуждения справедливы для случая, изображённого на рис. 4, только вместо увеличения числа молекул на первом уровне здесь происходит уменьшение числа молекул на втором уровне. Число активных молекул в этом случае равно

$$\frac{1}{2} (N_2 - N_3) + N_1 - N_2. \quad (8)$$

Этот способ позволяет получить активные молекулы для низкочастотных молекулярных переходов.

5. МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР

Если пропускать пучок активных молекул через резонатор, настроенный на частоту спектральной линии, то молекулы, пролетая через резонатор, будут высвечивать энергию. (Первоначально энергия может высвечиваться, например, под влиянием тепловых шумов.) Высвеченная молекулами энергия будет частично запасаться в объёме резонатора, частично теряться в его стенках. Если потери в стенках меньше энергии, высвечиваемой молекулами (т. е. резонатор имеет достаточно высокую добротность), то запасённая в объёмном резонаторе энергия будет нарастать, т. е. резонатор

самовозбудится. Получается автоколебательная система с обратной связью, которая состоит в том, что молекулы высвечивают энергию под влиянием ранее высвеченной другими молекулами энергии.

Такой молекулярный генератор будет «выдавать» монохроматические колебания. Действительно, в первый момент времени, когда молекулы излучали под влиянием теплового излучения, интенсивность которого, можно считать, не зависит от частоты на интервале ширины спектральной линии, они излучали спектр частот. Ширина спектральной линии первоначального излучения определяется временем пролёта молекулами поля резонатора

$$\Delta\omega \sim \frac{1}{\tau}. \quad (9)$$

Но в следующие моменты времени большее число молекул высветят энергию по частоте, близкой к вершине спектральной линии, где плотность излучения в резонаторе была больше, ибо индуцированное излучение может происходить только на частоте внешней силы. Таким образом, линия будет сужаться к своей вершине. В пределе, когда процессы установления закончатся, в резонаторе установятся монохроматические колебания, частота которых будет совпадать с частотой вершины спектральной линии.

Амплитуда установившихся колебаний определяется эффектом насыщения. Действительно, если в резонаторе запасённая мощность будет велика, так что за время пролёта резонатора молекула сумеет несколько раз перейти с уровня на уровень, то ширина спектральной линии будет определяться не временем пролёта молекулами поля резонатора, а временем нахождения молекулы на уровне, т. е. линия расширится. Таким образом, эффект насыщения является той нелинейностью, которая определяет амплитуду установившихся колебаний в резонаторе.

На принципиальную возможность создания молекулярного генератора было указано авторами этой статьи в работе, опубликованной в 1954 г.¹ Несколько позже независимо от указанной работы¹ группой американских учёных было сообщено⁶ о создании молекулярного генератора на молекулах NH_3 . В работе⁶, которая является короткой заметкой, отсутствуют какие-либо теоретические соображения о работе молекулярного генератора.

Следует заметить, что молекулярный генератор во многом аналогичен другим автоколебательным системам с обратной связью; имеется также ряд существенных различий, ибо молекулярный генератор не является классической системой, потому что индуцированное излучение не имеет классического аналога. В отличие от других генераторов в молекулярном генераторе колебательная энергия не вырабатывается в контуре генератора, а вносится в контур генератора молекулами пучка, каждую из которых при рассмотрении можно представить возбуждённым колебательным контуром,

невозможно

т. е. молекулярный генератор является колебательной системой с очень большим числом степеней свободы. Поэтому рассмотрение его работы следует прсводить статистическим квантовомеханическим методом. Например, теорию молекулярного генератора можно построить на основании теории дисперсии с учётом эффекта насыщения.

6. КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ДИСПЕРСИИ С УЧЁТОМ ЭФФЕКТА НАСЫЩЕНИЯ

Квантовая теория дисперсии с учётом эффекта насыщения для газа была впервые развита Корплюсом и Швингером⁸. Формулы, полученные в⁹, могут быть выведены на основании работы Ландау и Лифшица¹⁰. Ввиду того, что применительно к молекулярному пучку необходимо несколько видоизменить формулы, полученные в работе⁹, дадим последовательный вывод формул квантовой теории дисперсии*).

Пусть молекула имеет два изолированных уровня E_m и E_n , характеризующихся собственными функциями $\psi_m e^{i \frac{E_m}{\hbar} t}$, $\psi_n e^{i \frac{E_n}{\hbar} t}$. Тогда

$$H_0 \psi_i = E_i \psi_i, \quad (10)$$

где H_0 — гамильтониан молекулы.

При наличии взаимодействия молекул с электромагнитным полем частоты ω в гамильтониан необходимо ввести член, учитывающий взаимодействие,

$$H = H_0 + F \cos \omega t. \quad (11)$$

Для молекул, обладающих электрическим дипольным моментом

$$F = nd \mathcal{E}, \quad (12)$$

где \mathcal{E} — вектор напряжённости электрического поля, \mathbf{n} — единичный вектор, направленный по дипольному моменту d . При наличии взаимодействия ищем решение в виде

$$\psi(t) = a_m(t) \psi_m + a_n(t) \psi_n. \quad (13)$$

Используя (13) и (10), после преобразований получим следующие уравнения¹⁰ для a_m и a_n :

$$\left. \begin{aligned} i\hbar \frac{da_m}{dt} &= \frac{1}{2} F_{mn} e^{i\omega t}, \\ i\hbar \frac{da_n}{dt} &= \frac{1}{2} F_{nm}^* e^{-i\omega t}, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

*) Этот расчёт был проведён Н. Г. Басовым, К. В. Свидзинским, А. В. Ораевским.

где $F_{ik} = F_{ki}^*$ — матричный элемент F , соответствующий переходу между i -тым и k -тым состояниями молекулы,

$$\varepsilon = \omega_{mn} - \omega, \quad (15)$$

$\omega_{mn} = \frac{E_m - E_n}{\hbar}$ — резонансная частота молекулярного перехода.

Вводя $b_n = a_n e^{i\omega t}$ и исключая из уравнений (14) a_m , получим следующее уравнение:

$$\ddot{b}_n - i\varepsilon \dot{b}_n + \frac{1}{4\hbar^2} |F_{mn}|^2 b_n = 0. \quad (16)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$b_n = C e^{i\alpha t},$$

где величина α определяется следующим уравнением:

$$\alpha^2 - \varepsilon\alpha - \frac{1}{4\hbar^2} |F_{mn}|^2 = 0, \quad (17')$$

т. е.

$$\alpha_{1,2} = \frac{\varepsilon}{2} \pm \sqrt{\frac{\varepsilon^2}{4} + \frac{|F_{mn}|^2}{4\hbar^2}} = \frac{\varepsilon}{2} \pm \gamma. \quad (17'')$$

Пусть в начальный момент времени $t = 0$ все частицы находились на верхнем энергетическом уровне E_m , тогда $\psi(t)$ должно удовлетворять начальному условию

$$\psi(0) = \psi_m. \quad (18)$$

Нормированная волновая функция, удовлетворяющая условию (18), имеет вид

$$\begin{aligned} \psi(t) = & \left(\cos \gamma t - \frac{1}{2} i \frac{\varepsilon}{\gamma} \sin \gamma t \right) \psi_m e^{-i \frac{E_m}{\hbar} t} e^{-i \frac{\varepsilon}{2} t} - \\ & - i \frac{F_{mn}}{\hbar \gamma} \sin \gamma t \psi_n e^{-i \frac{E_n}{\hbar} t} e^{-i \frac{\varepsilon}{2} t}. \end{aligned} \quad (19)$$

Используя это значение $\psi(t)$, получим выражения для диэлектрической постоянной

$$\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon'' = 1 + 4\pi x' N - 4\pi i x'' N, \quad (20)$$

где x — поляризуемость молекулы, N — количество активных молекул в 1 см. Но

$$d = x \mathcal{E} \cos \omega t. \quad (21)$$

Среднее значение дипольного момента в состояниях с $\psi(t)$ равно

$$d = \int \psi^*(t) d\psi(t) dq. \quad (22)$$

Подставляя (19) в (22) и производя интегрирование, получим:

$$d(t) = \left(\frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\gamma^2} \sin^2 \gamma t \frac{|d_{mn}|^2}{\hbar} - l \cos \gamma t \sin \gamma t \frac{|d_{mn}|^2}{\hbar \gamma} \right) \mathcal{E} \cos \omega t, \quad (23)$$

т. е.

$$x' = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\gamma^2} \frac{|d_{mn}|^2}{\hbar} \sin^2 \gamma t, \quad (24')$$

$$x'' = \frac{1}{2} \frac{|d_{mn}|^2}{\hbar \gamma} \sin^2 \gamma t. \quad (24'')$$

Для молекулярного пучка, когда через поперечное сечение резонатора S в секунду пролетает N_0 активных молекул, число активных молекул в единице объёма внутри резонатора равно

$$N = \frac{N_0}{Sv} = \frac{N_0 \tau}{Sl}, \quad (25)$$

где l — длина резонатора, $\tau = \frac{l}{v}$ — время взаимодействия молекул пучка с полем.

Ввиду того, что молекулярный пучок не является «монохроматичным» по скоростям пучком, (24') и (24'') нужно усреднить по временам пролёта.

Если предположить, что концентрация молекул имеет следующее распределение по временам пролёта:

$$dN = \frac{N}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} dt, \quad (26)$$

то, производя указанное усреднение, получим:

$$\varepsilon' = 1 - A\beta \frac{(\omega_{mn} - \omega) \tau}{(\omega_{mn} - \omega)^2 + \frac{1}{\tau^2} + \beta |\mathcal{E}|^2}, \quad (27')$$

$$\varepsilon'' = -A\beta \frac{1}{(\omega_{mn} - \omega)^2 + \frac{1}{\tau^2} + \beta |\mathcal{E}|^2}, \quad (27'')$$

где

$$A = \frac{4\pi N_0 \hbar}{Sl}, \quad (28')$$

$$\beta = \frac{|d_{mn}|^2}{\hbar^2}. \quad (28'')$$

Сделанное предположение о распределении (26) молекул по временам пролёта несправедливо для молекулярного пучка. Здесь имеет

место следующее распределение:

$$dN = A e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \frac{1}{\tau} dt, \quad (29)$$

где A — нормировочная постоянная.

Поэтому форма спектральной линии в резонаторе, через который пролетает молекулярный пучок, отличается от лоренцевой.

7. ТЕОРИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ГЕНЕРАТОРА

Теория молекулярного генератора дана в работе ¹¹.

В настоящем разделе мы получим формулы, определяющие частоту генерации молекулярного генератора ω , использующего изолированную спектральную линию частоты ω_0 . Одновременно будут получены формулы для амплитуды установившихся колебаний электрического поля \mathcal{E} в резонаторе генератора, настроенного на частоту ω_0 и имеющего добротность Q .

Поставленная задача сводится к рассмотрению поведения объёмного резонатора, заполненного средой, с отрицательными потерями вблизи частоты ω_0 . При решении этой задачи мы пренебрегаем доплеровским уширением спектральной линии, считая, что всегда можно взять такой тип колебаний в объёмном резонаторе, когда доплеровское уширение отсутствует.

Указанная среда характеризуется комплексной диэлектрической постоянной (27).

Уравнение для напряжённости электрического поля в резонаторе можно записать в виде

$$\frac{d^2}{dt^2} \mathcal{E} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{d}{dt} \mathcal{E} + \frac{\omega_0^2}{\epsilon} \mathcal{E} = 0. \quad (30)$$

Для простоты мы считаем, что \mathcal{E} не зависит от координат x , y , z резонатора, так как формулы (27') и (28'') выведены в предположении, что поле \mathcal{E} однородно по сечению резонатора. При наличии зависимости поля \mathcal{E} от координат сечения необходимо вывести новые формулы с учётом того, что величина эффекта насыщения различна для различных точек внутри резонатора. Такой учёт не может дать ничего принципиально нового, а сводится к введению некоторого эффективного поля. Стационарное состояние ищем в виде

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 e^{i\omega t}. \quad (31)$$

Подставляя (31) в (30) и приравнявая нулю действительные и мнимые части, получим:

$$-\omega^2 + \frac{\omega_0^2 \epsilon'}{(\epsilon')^2 + (\epsilon'')^2} = 0, \quad (32')$$

$$\frac{\omega}{Q} + \frac{\omega_0 \epsilon''}{(\epsilon')^2 + (\epsilon'')^2} = 0. \quad (32'')$$

Учитывая выражения (27') и (27''), эти уравнения можно переписать в виде

$$\frac{Q^2}{\left(Q \frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + 1} = 1 - A\beta \frac{(\omega_2 - \omega) \tau}{(\omega_2 - \omega)^2 + \frac{1}{\tau^2} + \beta |\mathcal{E}|^2}, \quad (33')$$

$$\frac{Q \frac{\omega_0}{\omega}}{\left(Q \frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + 1} = A\beta \frac{1}{(\omega_2 - \omega)^2 + \frac{1}{\tau^2} + \beta |\mathcal{E}|^2}. \quad (33'')$$

Исключая из (33') и (33'') величину амплитуды колебаний \mathcal{E} , получим следующее уравнение для частоты установившихся колебаний:

$$\omega^3 + \omega \omega_0^2 \left(\frac{\omega_0 \tau}{Q} + \frac{1}{Q^2} - 1 \right) - \frac{\omega_0^3 \omega_2 \tau}{Q} = 0. \quad (34)$$

Из уравнения (34) видно, что

$$\Delta = \frac{|\omega_2 - \omega_0|}{\omega_2} \ll 1. \quad (35)$$

Решая уравнение с точностью до членов первого порядка относительно Δ , найдём частоту генерации

$$\omega = \omega_2 \left(1 + \frac{2Q}{\omega_0 \tau} \frac{\omega_0 - \omega_2}{\omega_2} - \frac{1}{Q \omega_2 \tau} \right). \quad (36)$$

Как видно из (36), частота генерации не совпадает с ω_2 даже в том случае, когда резонатор точно настроен на частоту спектральной линии ($\omega_0 = \omega_2$). Например, для молекулярного генератора, у которого $\omega_0 \tau = 2 \cdot 10^7$, $Q = 1000$, $\frac{\omega_0 - \omega_2}{\omega_2} = 5 \cdot 10^{-6}$

$$\frac{2Q}{\omega_0 \tau} \frac{\omega_0 - \omega_2}{\omega_2} = 5 \cdot 10^{-10},$$

$$\frac{1}{Q \omega_2 \tau} = 5 \cdot 10^{-11}.$$

Расчёты показывают, что такой молекулярный генератор может быть использован в качестве абсолютного стандарта частоты с точностью $\sim 10^{-9}$.

Амплитуда установившихся колебаний может быть определена из (33''). Она равна

$$|\mathcal{E}|^2 = \frac{A\beta\tau^3 \frac{1}{Q} \frac{\omega}{\omega_0} \left[\left(Q \frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 + 1 \right] - (\omega_2 - \omega)^2 \tau^2 - 1}{\beta\tau^2}. \quad (37)$$

Если считать, что $\omega_0 = \omega_2 \approx \omega$ и $\frac{1}{Q} \ll 1$, то из (37) имеем сле-

дующее выражение для границы самовозбуждения генератора:

$$A\beta\tau^2Q > 1, \quad (38')$$

т. е.

$$\frac{4\pi N_0}{St\hbar} |d_{mn}|^2 Q\tau^2 \gg 1. \quad (38'')$$

Выражение (38'') было получено нами ранее в работе¹.

Если $A\beta\tau^2Q \gg 1$, то амплитуда установившихся колебаний запишется в виде

$$\mathcal{E}_0^2 = \frac{4\pi N_0 \omega_2}{St} Q. \quad (39)$$

Молекулярный пучок в этом случае излучает в резонатор максимально возможную мощность

$$W_{\text{макс}} = \frac{1}{2} N_0 \hbar \omega_2. \quad (40)$$

8. МОЛЕКУЛЯРНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ МИКРОВОЛНОВОЙ МОЩНОСТИ

Если условия самовозбуждения в молекулярном генераторе не выполнены, то такой прибор может быть использован в качестве усилителя микроволновой мощности^{6, 11, 12}. Этот прибор аналогичен регенеративному приёмнику.

Найдём величину коэффициента усиления такого усилителя по мощности. Молекулярный усилитель описывается таким же уравнением, как молекулярный генератор, только в правую часть уравнений (30) нужно добавить внешнюю силу, связанную с усиливаемой мощностью:

$$\frac{d^2}{dt^2} \mathcal{E} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{d}{dt} \mathcal{E} + \frac{\omega_0^2}{\epsilon} \mathcal{E} = \omega^2 B e^{i\omega t}. \quad (41)$$

Величина амплитуды внешней силы B определяется подводимой к резонатору усилителя мощностью $W_{\text{под}}$. Обозначим мощность, отводимую от усилителя, через $W_{\text{отв}}$. Тогда коэффициент усиления усилителя по мощности равен

$$k = \frac{W_{\text{отв}}}{W_{\text{под}}}. \quad (42)$$

В отсутствие молекулярного пучка величина k является коэффициентом передачи мощности через резонатор. Для того чтобы найти коэффициент усиления (передачи), вычислим поле в резонаторе в двух случаях: 1) при наличии молекулярного пучка \mathcal{E}_1 в резонаторе и 2) при отсутствии пучка \mathcal{E}_2 . Тогда коэффициент усиления по мощности будет равен отношению квадратов полей в резонаторе в этих двух случаях, умноженному на коэффициент передачи через резонатор в отсутствие молекулярного пучка k_0 :

$$k = k_0 \left| \frac{\mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_2} \right|^2. \quad (43)$$

Из уравнения (41) получаем следующее значение для \mathcal{E}_1 :

$$|\mathcal{E}_1|^2 = \frac{B}{\left[\left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \frac{\varepsilon'}{(\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2} - 1 \right]^2 + \left[\left(\frac{\omega_0}{\omega} \right)^2 \frac{\varepsilon''}{(\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2} + \frac{1}{Q} \frac{\omega_0}{\omega} \right]^2}. \quad (44)$$

Величину \mathcal{E}_2 получаем из (44), если $\varepsilon' = 1$, $\varepsilon'' = 0$. В случае резонанса $\omega_0 = \omega_2 = \omega$ коэффициент усиления имеет максимальное значение. Он равен

$$k = \frac{k_0}{1 - A \beta \tau^3 Q}. \quad (45)$$

Из (44) можно вычислить величину полосы пропускания усилителя Δ . Полосой пропускания усилителя будем называть такую расстройку частоты относительно резонансной частоты, при которой усиливаемая мощность уменьшается в два раза.

При $k < Q$

$$\Delta^2 \approx \frac{2}{\tau^3} \frac{k_0}{k}. \quad (46)$$

Уравнение (46) показывает, что полоса пропускания усилителя уменьшается с увеличением коэффициента усиления усилителя, что также имеет место для обычного регенеративного приёмника.

Для того чтобы усилитель работал в линейной области (вдали от эффекта насыщения), должно быть выполнено следующее условие:

$$\beta \tau^2 |\mathcal{E}_1|^2 \ll 1. \quad (47)$$

Молекулярный усилитель обладает малым коэффициентом шума. Это связано с тем, что вероятность спонтанного излучения молекул мала. Поэтому шумы усилителя определяются тепловыми электрическими флуктуациями в объёмном резонаторе. Молекулярный пучок будет усиливать как полезный сигнал, так и эти флуктуации, но отношение сигнала к шуму при усилении будет оставаться неизменным. Флуктуация плотности молекул пучка в объёмном резонаторе будет менять коэффициент усиления. Поэтому усилитель обладает коэффициентом шума, близким к 1.

Снижение температуры резонатора приведёт к уменьшению уровня шумов.

9. О НАБЛЮДЕНИИ ИНДУЦИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РАЗРЕЖЁННЫХ ГАЗАХ

Наличие молекулярного пучка не является обязательным условием для наблюдения индуцированного испускания молекул. Сортировка молекул по энергетическим состояниям может быть произведена также и в разрежённом газе. Для этого можно использовать, например, как способ отклонения молекул в неоднородном электри-

ческом или магнитном поле, так и облучение газа вспомогательным высокочастотным полем.

В таких системах отпадает необходимость в напуске и откачке молекул, так как каждая из молекул после излучения может быть вновь возбуждена. Таким образом, имеется возможность создания «отпаянной» системы, в том числе отпаянного молекулярного генератора.

Особенно целесообразно использование отпаянных систем для низкочастотных генераторов, где расход газа для получения молекулярных пучков становится большим.

Для создания отпаянного молекулярного генератора на NH_3 можно воспользоваться для сортировки квадрупольными конденсаторами, которые следует поместить в непосредственной близости к резонатору (рис. 5). Если всю систему заключить в сосуд с газом при таком давлении, когда длина свободного пробега молекул больше размеров системы, то в резонатор будут попадать преимущественно молекулы, находящиеся на верхнем инверсионном уровне. Количество активных молекул, влетающих в резонатор, будет

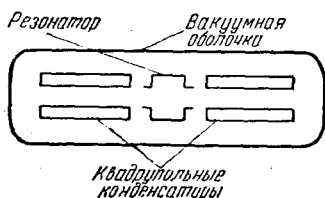


Рис. 5.

меньше, чем в случае молекулярного пучка, так что для получения режима самовозбуждения необходимы резонаторы с высокой добротностью. Необходимые значения добротности можно получить, например, путём регенерации¹².

Способ сортировки с помощью вспомогательного высокочастотного поля можно использовать, например, для создания молекулярного генератора, использующего молекулярные переходы между линиями сверхтонкой структуры молекул CH_3J . Для получения активных молекул следует воспользоваться перепадами между вращательными уровнями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрим возможные применения молекулярного генератора.

1. Молекулярный генератор может быть использован в качестве абсолютного эталона частоты (времени) высокой точности, не меньше чем 10^{-9} . Абсолютная точность определяется точностью настройки частоты резонатора на частоту спектральной линии. Приведённая точность получена в предположении, что частоту резонатора можно определить с точностью в 0,5% от полосы пропускания резонатора. Предполагалось также, что $\omega_2\tau = 2 \cdot 10^7$.

2. Ввиду того, что имеется возможность создать такие системы, в которых собственная частота резонатора за небольшие проме-

жутки времени менялась бы очень мало, молекулярный генератор может быть использован в качестве задающего генератора, обладающего очень высокой стабильностью.

Можно предполагать, что молекулярный генератор даст возможность экспериментально обнаружить влияние гравитационного поля Земли на скорость течения времени.

3. Метод молекулярного генератора даёт возможность точного измерения частот спектральных линий, а следовательно, даёт возможность измерения слабых эффектов взаимодействий в спектрах молекул. Например, он позволяет определять старшие моменты ядер. В частности, имеется возможность определения электрического 16-польного момента ряда ядер.

Таким образом, молекулярный генератор и усилитель, а также методы получения пучков активных молекул открывают новые принципиальные возможности для решения как научных, так и практических задач.

Эти задачи, конечно, не исчерпываются перечисленными в этой статье применениями.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 27, 431 (1954).
 2. Эстерман, УФН 32, 89 (1947).
 3. H. R. Johnson, M. W. P. Strandberg, Phys. Rev. 85, 503 (1952).
 4. M. W. P. Strandberg, H. Dreicer, Phys. Rev. 94, 1393 (1954).
 5. H. K. Hughes, Phys. Rev. 72, 614 (1947).
 6. J. P. Gordon, H. J. Zeiger, C. H. Townes, Phys. Rev. 95, 282 (1954).
 7. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 28, 249 (1955).
 8. R. H. Deicke, Phys. Rev. 93, 99 (1954).
 9. R. Karplus, J. Schwinger, Phys. Rev. 73, 1020 (1948).
 10. Л. Ландау и Е. Лифшиц, Квантовая механика, часть I, стр. 170—172, 1948 г.
 11. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, ДАН 101, 47 (1955).
 12. Н. Г. Басов, В. Г. Веселаго, М. Е. Жаботинский, ЖЭТФ 28, 242 (1955).
-