



НОВЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ЗНАНИЕ

ФИЗИКА и ХИМИЯ

1961
СЕРИЯ IX

7

ВСЕСОЮЗНОЕ ОБЩЕСТВО
ПО РАСПРОСТРАНЕНИЮ ПОЛИТИЧЕСКИХ И НАУЧНЫХ ЗНАНИЙ

НОВЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ

(Сборник статей)

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЗНАНИЕ»

Москва

1961

С. М. РЫТОВ,
*профессор, доктор
физико-математических наук*

О НЕКОТОРЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯВЛЕНИЯХ В АСТРОНАВИГАЦИИ

В последние годы, когда сбывается научное предвидение К. Э. Циолковского, когда советские космические ракеты все дальше проникают в мировое пространство и мы можем ожидать, что уже в ближайшее время произойдет посещение, а затем и освоение человеком планет солнечной системы, мысль, естественно, устремляется к следующему этапу — к вопросу о выходе за пределы солнечной системы, о полете к другим звездам нашей Галактики.

Совершенно ясно, что это будет действительно новый, качественно отличный этап, потому что для межзвездного полета нужны энергии и скорости совсем иного, несравненно большего порядка величины, чем для межпланетных полетов. Достичь в обозримое время даже наиболее близкие к нам звезды можно только при условии, что корабль будет двигаться с релятивистской скоростью, т. е. сравнимой со скоростью света.

Сейчас не видно еще никаких реальных путей для осуществления такого полета. Вопрос о концентрированном источнике колоссальной энергии, необходимой для разгона макроскопического тела (межзвездного корабля) до релятивистских скоростей, не имеет пока никакой научной основы для своего решения.

Говорят и пишут о фотонных ракетах, т. е. ракетах, для разгона которых используется процесс полного «сжигания» вещества в излучение, процесс аннигиляции вещества и антивещества. Но все это чисто умозрительные построения, касающиеся лишь энергетической стороны, поскольку неизвестны ни способы получения антивещества хотя бы в очень малых, но макроскопических количествах, ни способы длительного его хранения, если бы оно и было получено.

Не приходится удивляться тому, что межзвездные полеты фигурируют пока только на страницах фантастических рома-

пов. Правда, ими занимаются и специалисты по ракетной динамике, но они совершенно не касаются при этом проблемы двигателя, а интересуются лишь различными энергетическими и кинематическими вопросами, связанными с релятивистским полетом, — подсчетом мощностей и масс, замедлением хода часов и т. п.¹.

Означает ли нынешнее положение дела, что полет с релятивистскими скоростями никогда не станет действительностью? Разумеется, нет. История науки и техники убедительно показывает, что самое категорическое отрицание возможности чего-либо нельзя распространять на будущее. То, что сегодня представляется невозможным и фантастическим, может завтра стать вполне осуществимым и привычным.

В этой статье мы тоже не будем затрагивать вопроса о том, как осуществить движение макроскопического тела со скоростью, сравнимой со скоростью света. Предположим, что эта задача каким-то образом решена и релятивистский межзвездный корабль создан. Что можно сказать при современном уровне знаний об особенностях той картины мира, которую увидит релятивистский астронавт, и о тех трудностях и препятствиях, с которыми он встретится при своем полете?

Ясно, что для уточнения этих вопросов и для ответа на них надо обратиться к специальной теории относительности, к вытекающим из нее следствиям, которые всегда поучительны, занимательны и непривычны. Хотя речь пойдет не о каких-либо принципиально новых вещах, а о самых тривиальных следствиях этой теории, достаточно подробное их освещение в литературе отсутствует. Впрочем, это вполне понятно. В настоящее время мы сталкиваемся с сильными релятивистскими эффектами только в мире микрочастиц, например в космических лучах, в ядерных реакциях, в ускорителях заряженных частиц. Здесь теория относительности выступает как рабочая теория, как основа инженерных расчетов, без которой нельзя построить ни ускорителя частиц, ни ядерного реактора. Но у тел макроскопического масштаба релятивистские скорости нигде и никогда не встречаются. Вероятно, поэтому и не приходится в голову углубляться в вопрос о том, как будет выглядеть мир для пассажира релятивистского звездолета. Между тем эта картина оказывается довольно интересной и неожиданной.

Мы остановимся только на следующих трех вопросах:

1. Как изменится для релятивистского наблюдателя вид звездного неба по сравнению с тем его видом, к которому мы привыкли, обитая на нерелятивистской планете?
2. Как будет выглядеть для пассажира релятивистского корабля звезда, мимо которой он пролетает на не слишком

¹ См., например, Р. Эно-Пельтри. Космические полеты. И. Л., 1950; Е. Зенгер. К механике фотонных ракет. И. Л., 1958.

большом расстоянии, т. е. на таком расстоянии, что эта звезда видна не как точечный источник, а как тело конечных размеров?

3. Что может означать для релятивистского звездолета и его экипажа воздействие космической среды, через которую корабль движется, — микрометеоритов¹, пылевого вещества Галактики, а также крайне разреженного межзвездного газа, состоящего в основном из водорода?

Вид звездного неба

Чтобы ответить на первый вопрос, следует вспомнить некоторые положения, вытекающие из специальной теории относительности.

Представим себе две системы. Одна из них «неподвижна», т. е. покоится относительно «неподвижных звезд» или же подобно Солнцу и Земле перемещается с обычными астрономическими скоростями в десятки и сотни километров в секунду.

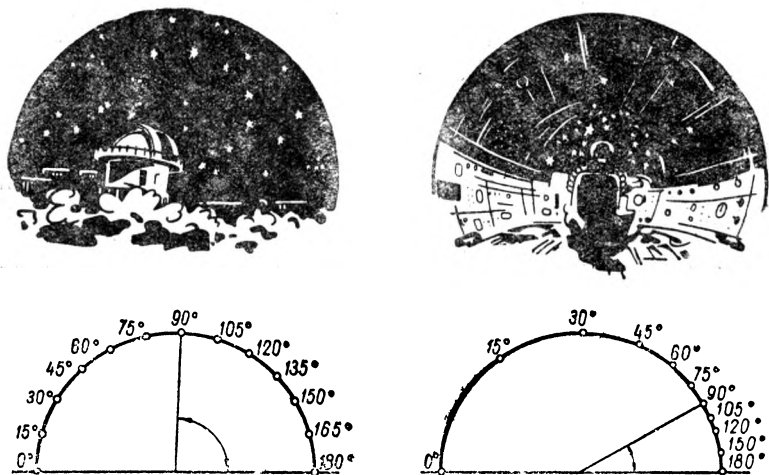


Рис. 1. Вид звездного неба. Вверху, слева: таким привыкли видеть звездное небо жители Земли, движущиеся вместе с Землей с обычными астрономическими скоростями (десятки и сотни километров в секунду); внизу слева: «нормальный» транспортёр, градусы которого расположены равномерно. Так же «равномерно» усеяна звездами небесная сфера. Вверху, справа: для релятивистского астронавта, т. е. движущегося со скоростью $260\,000\text{ км/сек}$, близкой к скорости света, все звезды «сбегаются» к той точке, на которую держит курс ракеты. Внизу, справа: «релятивистский» транспортёр; градусная сетка стала такой, что в направлении движения ракеты прежний угол в 90° занимает теперь на небесной сфере только 30° «нормального» транспортёра.

¹ Конечно, встреча с крупным метеоритом не исключена и заведомо катастрофична, но она гораздо менее вероятна.

Назовем эту систему отсчета системой K .

Другая (обозначим ее K') связана со звездолетом и движется относительно первой системы со скоростью, сравнимой со скоростью света. Существуют определенные соотношения между координатами и временем в обеих системах¹. Из этих соотношений следует, что для движущегося наблюдателя свет отдаленной звезды приходит под несколько другим углом, чем для неподвижного; это явление называется абберацией. Кроме того, изменяется и наблюдаемая частота световых колебаний; это явление носит название эффекта Допплера. В результате абберации и эффекта Допплера резко изменится вид звездного неба.

Представим себе, что для неподвижного наблюдателя небо усеяно звездами равномерно (рис. 1 слева) и звезды расположены под углами $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ \dots 165^\circ, 180^\circ$. Вследствие абберации мы получим новое видимое расположение тех же звезд для движущегося наблюдателя (рис. 1 справа), а именно: звезды сгущаются впереди звездолета и раздвигаются позади него. Если считать, что скорость звездолета составляет 0,866 от скорости света² ($c = 300\,000$ км/сек), то вся передняя полусфера неподвижного наблюдателя умещается для астронавта в конусе с углом раствора 30° (рис. 1 справа). Если же скорость звездолета составит 0,95 от скорости света, то этот конус будет иметь угол раствора всего лишь около 18° .

Изменение расположения звезд еще не исчерпывает особенностей той картины неба, которая наблюдается визуально из движущейся системы, поскольку существенно изменяется и спектральный состав излучения. Существует только одно исключительное направление наблюдения, на котором такого изменения не произойдет. Если скорость звездолета составляет 0,866 от скорости света, то в покоящейся системе это направление составит с направлением полета звездолета угол в $54^\circ 50'$, а в системе, движущейся с указанной скоростью, — угол $125^\circ 10'$.

Для всех звезд, которые расположены под углом меньше $54^\circ 50'$, произойдет уменьшение частот, т. е. все частоты излу-

¹ Речь идет о преобразовании Лоренца, которое связывает отсчеты координат и времени (x, y, z, t) в покоящейся системе K с соответствующими величинами (x', y', z', t') в системе K' , движущейся с относительной скоростью v . При относительном движении по общей оси x эти преобразования имеют вид:

$$x = \frac{x' + \beta ct'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad y = y', \quad z = z',$$
$$t = \frac{t' + \frac{\beta}{c} x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \left(\beta = \frac{v}{c} \right).$$

² Это значение взято лишь потому, что оно упрощает расчет.

чаемого звездой света движущийся наблюдатель увидит смещенными в длинноволновую часть спектра (произойдет «красное» смещение).

Для звезд, расположенных под углом больше $54^{\circ}50'$, частоты окажутся смещенными в коротковолновую часть («фиолетовое» смещение).

Звезды, свет от которых приходит под углом $54^{\circ}50'$, сохраняют для движущегося наблюдателя такой же спектр, какой они имеют для неподвижного наблюдателя¹.

На рисунке 2 показано, какой цвет приобретут звезды для наблюдателя, движущегося со скоростью $0,866 c$, если они находятся не на направлении нулевого эффекта Допплера. Пусть в неподвижной системе звезда испускает свет с одной из трех длин волн видимого спектра, а именно: 4000 \AA , 8000 \AA (границы видимой области) и 5000 \AA (зеленая линия). Тогда, если эта звезда находится вне конуса, показанного на рисунке 2 пунктиром, то видимый для неподвижного наблюдателя свет сделается невидимым для астронавта, сместившись либо в сторону ультрафиолетовых, либо в сторону инфракрасных лучей.

Если звезда расположена на направлении нулевого эффекта Допплера, то ее цвет не изменится. При отклонении же от этого направления, но в пределах конуса, показанного пунктиром, длины волн будут меняться так, как это показано на рисунке 2 заштрихованными кружками.

Разумеется, произойдет и обратное явление: излучения, невидимые для неподвижного наблюдателя, попадут в видимую область спектра для астронавта. При том же значении скорости астронавт увидит позади себя источники, посылающие ультрафиолетовые волны длиной от 1070 до 2140 \AA , а впереди — источники, посылающие инфракрасные волны длиной от $14\,950$ до $29\,900 \text{ \AA}$.

Наконец, на вид звездного неба существенно повлияет еще один релятивистский эффект, о котором напомнил Вайскопф в недавно напечатанной статье². Речь идет о том, что источ-

¹ Для звезд, от которых в неподвижной системе K излучение приходит под углом 90° , эффект Допплера дает в системе K' укороченные волны в $\sqrt{1-\beta^2}$ раз. Для звезд, от которых излучение приходит под таким углом α , что $\cos \alpha = \beta$, в системе K' излучение придет под углом $\alpha' = 90^{\circ}$, и получается «чисто поперечный» эффект Допплера — удлинение волны в $\sqrt{1-\beta^2}$ раз. (Эффект называется поперечным потому, что наблюдатель видит звезду в направлении, перпендикулярном к направлению движения. Это чисто релятивистский эффект). Наконец, волны, приходящие от источников, находящихся точно позади звездолета, станут длиннее в $\sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}$ раз, а от расположенных прямо перед звездолетом во столько же раз короче.

² V. F. Weisskopf. The Visual Appearance of Rapidly Moving Objects, Physics Today, v. 13, N9, 1960.

ник излучения, имеющий в неподвижном состоянии (или при малых скоростях) равномерную направленность излучения, или, как сказал бы оптик, сферическую индикатриссу, двигаясь с релятивистской скоростью, излучает уже не одинаково во все стороны, а главным образом вперед. Излучение концентрируется в конусе с углом раствора порядка $\sqrt{1-\beta^2}$, а вне этого конуса оно очень ослаблено. Вайскопф образно называет этот эффект «светом фар» (headlight). В

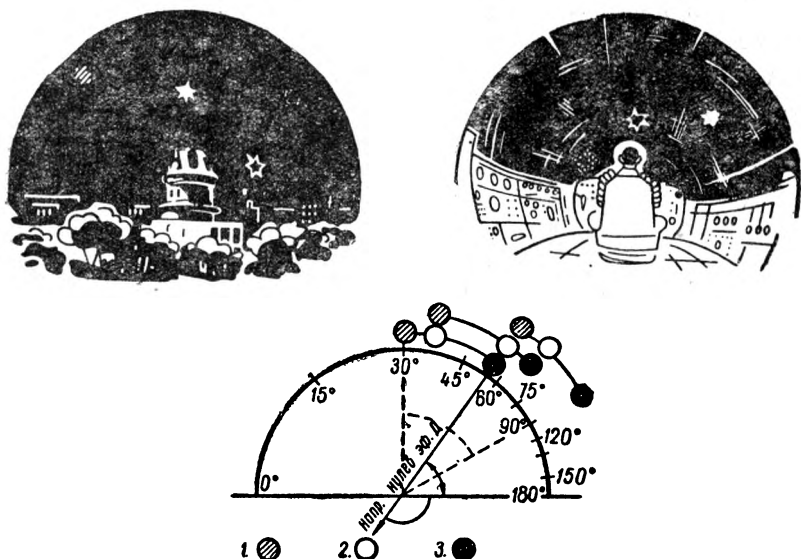


Рис. 2. Слева — для нас на этом небе сверкают звезды: красная (1), зеленая (2) и фиолетовая (3), четвертая, показанная пунктиром, невидима (инфракрасная). Справа — для астронавта блещут также три звезды, но все они сдвинулись к точке, на которую направлен нос ракеты, и изменили свой цвет: фиолетовая стала невидимой, зеленая — фиолетовой, красная — зеленой, а невидимая звезда сделалась красной. Внизу — если астронавт движется вправо и смотрит вдоль линии нулевого эффекта Допплера, то звезды, видимые по этому направлению, сохраняют для него привычный «земной» цвет. Если он посмотрит на звезды, расположенные немного ближе к курсу корабля, то увидит их с теми изменениями цвета, которые описаны выше. При наблюдении в направлениях, еще более близких к курсу корабля, все видимые цвета окажутся невидимыми — ультрафиолетовыми, а на их место придут «бывшие» инфракрасные.

нашем числовом примере, т. е. при $\beta = 0,866$, мы имеем $\sqrt{1-\beta^2} = 0,5$. Если перевести это значение из радианов в градусы, то получается, что угол раствора конуса интенсивного излучения составляет около 30° .

Таким образом, звезды, расположенные позади звездолета и, следовательно, удаляющиеся от него, во-первых, раздвинуты друг от друга вследствие абберации, как бы разрежены, во-вторых, их излучение сдвинуто по спектру в красную сторону из-за эффекта Допплера и, в-третьих, их излучение еще и ослаблено, так как звездолет находится вне конуса яркого излучения этих звезд. Наоборот, звезды, расположенные перед звездолетом, скучены, спектрально смещены в фиолетовую сторону и ярки, поскольку они движутся на звездолет. В целом картина звездного неба оказывается совершенно не похожей на ту, которую мы наблюдаем с Земли.

Искажение формы встречной звезды

Хорошо известно, что преобразование Лоренца приводит к продольному сокращению длин, так что сфера, проносющаяся с релятивистской скоростью мимо наблюдателя, оказывается сплюсненной в направлении движения, т. е. она превращается в эллипсоид.

Продольное сокращение длин происходит в отношении $\sqrt{1-\beta^2}$, так что у эллипсоида будет именно такое соотношение осей. Эта конфигурация является истинной. Таково одновременное расположение точек движущейся сферы в какой-то момент времени по часам неподвижного наблюдателя.

Как отмечает Вайскопф в упомянутой статье, в течение 55 лет, прошедших после создания специальной теории относительности, физики как-то не задумывались над тем, что лоренцово сокращение тела, движущегося с релятивистской скоростью, еще не означает, что при наблюдении такого тела мы увидим его сжатым в отношении $\sqrt{1-\beta^2}$: 1. Вайскопф цитирует работы Эйнштейна и выделяет курсивом определенные места, показывающие, что даже сам Эйнштейн не проводил четкого различия между лоренцовым сокращением и непосредственно наблюдаемым видом релятивистского тела.

Между тем, это совершенно разные вещи — истинная форма движущегося тела, т. е. одновременное (по часам наблюдателя) положение точек его поверхности, и его видимая форма, которую воспримет глаз наблюдателя или пластинка фотоаппарата. Отличие второго случая состоит в том, что в каждый момент мы будем видеть разновременные положения точек движущегося тела. Происходит это потому, что свет, попадающий в глаз наблюдателя в один и тот же момент времени, тратит различное время на распространение от разных точек движущегося тела до глаза. Речь идет здесь, в сущности, снова о явлении абберации, но в отличие от предыдущего раздела, нас интересуют теперь не бесконечно отдаленные источники, а источники, находящиеся на конечных расстояниях. Нетрудно рассчитать, как связаны между собой

истинное и видимое положения такого точечного источника.

Допустим теперь (физически это ничего не меняет, а рассуждения проще), что наблюдатель покоится в точке O системы K , а мимо него со скоростью v проносится параллельно оси x , на некотором «прицельном расстоянии» y точечный источник (рис. 3). В момент времени t по часам K , когда источ-

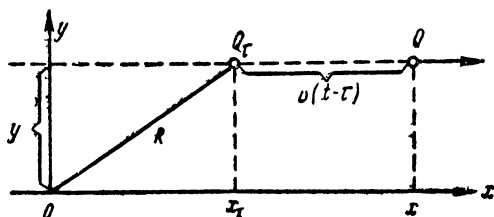


Рис. 3. Схема, поясняющая различие между истинным и видимым положениями точечного источника (буквенные обозначения см. в тексте).

ник находится в точке Q , наблюдатель видит его в предшествующем положении Q_τ , которое источник занимал в момент $\tau < t$, причем $t - \tau$ есть время распространения света от Q_τ до O ($t - \tau = \frac{r}{c}$). Таким образом, истинная абсцисса x и видимая абсцисса x_τ различаются на отрезок $v(t - \tau)$. Это позволяет для каждой точки тела, истинное положение которой в момент времени t известно, рассчитать видимое положение этой точки.

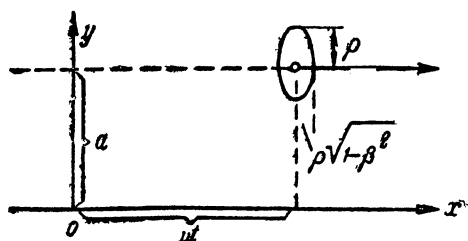


Рис. 4. Схема, поясняющая соотношение между осями истинного эллипса (буквенные обозначения см. в тексте).

В какой-либо момент времени t по часам наблюдателя K истинная конфигурация движущейся мимо него сферы — это (как следует из преобразования Лоренца) эллипсоид, т. е. в сечении плоскостью x, y это эллипс с центром в точке $x = vt$, $y = a$ и с полуосями $\rho \sqrt{1 - \beta^2}$ и ρ (рис. 4).

Видимая конфигурация оказывается существенно отличной от истинной и меняется со временем,

На рисунке 5 изображены два истинных положения движущейся «сферы» (пунктирные кривые 1 и 2) и соответствующие им видимые положения и конфигурации (сплошные кривые 1 и 2). При построении принято, что расстояние между

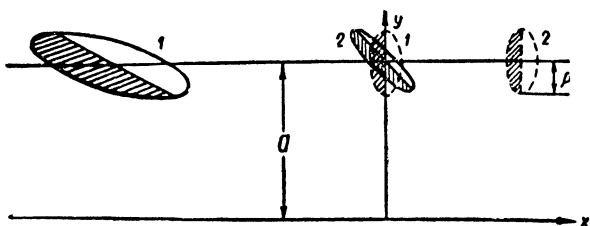


Рис. 5. Два истинных положения движущейся сферы (пунктир) и соответствующие им видимые положения и конфигурации (сплошные кривые).

наблюдателем и траекторией центра сферы («прицельное расстояние») в пять раз превышает радиус сферы и что скорость равняется 0,866 от скорости света. Кривые 1 отвечают моменту времени, когда центр сферы находится против наблюдателя, а кривые 2 — моменту времени, когда центр фигуры виден против точки O .

В то время как истинная конфигурация представляет собой (в плоскости чертежа) равномерно движущийся эллипс с соотношением осей 1:2, видимая конфигурация, это овал, который по мере движения поворачивается и сильно меняет как свою форму, так и свою поступательную скорость. В дополнение к рисунку 5 на рисунке 6 показаны видимые фигуры, которые звезда имеет задолго до прохождения мимо наблюдателя и спустя достаточно большое время после этого.

Приближающаяся сфера, пока она еще достаточно далека, имеет форму вытянутого в направлении движения эллипсонида¹. По мере приближения фигура несколько отходит от точной формы эллипса, сокращается и поворачивается острым концом к наблюдателю (кривые 1 и 2 на рис. 5).

Вместе с тем сокращается отставание видимого положения от истинного и уменьшается кажущаяся скорость. Спустя достаточно большое время после встречи, сфера снова становится эллипсондом, который теперь сплюснен в направлении

¹ В сечении плоскостью рисунка получится эллипс. Его полуоси равны $\rho \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}$ и ρ (в нашем примере это 0,78 ρ и ρ , кривая α на рис. 6). Центр этого эллипса удален от оси x на расстояние, кажущееся увеличенным по сравнению с истинным расстоянием $s = v [t]$ в $\frac{1}{1-\beta}$ раз, и, соответственно, приближается к наблюдателю с видимой скоростью $\frac{v}{1-\beta}$ (т. е. в нашем числовом примере 7,47 v).

движения сильнее, чем истинный эллипсоид¹ (кривая *в* на рис. 6).

Для скорости, равной 0,866 от скорости света, центр эллипсоида в каждый момент времени отстоит от наблюдателя на расстоянии, примерно в два раза меньшем, чем в действительности, и удаляется с видимой скоростью, которая тоже примерно вдвое меньше истинной².

Разумеется, если известна истинная относительная скорость, то всегда может быть сделан пересчет к неподвижной

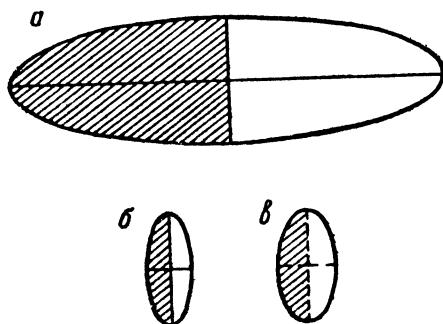


Рис. 6. Видимые конфигурации движущейся сферы: *а* — задолго до ее прохождения мимо наблюдателя; *б* — спустя большое время после встречи с ним; *в* — изображение истинного эллипса.

системе и восстановлена действительная картина. Это относится к конфигурации встречной звезды и к виду звездного неба в целом.

Причудливые изменения формы проносящейся мимо звезды, однако, нельзя увидеть непосредственно, без измерения расстояний до различных точек ее поверхности. Проекция сложных фигур, о которых говорилось выше, на небесную сферу всегда остается круглым диском. Таким образом, релятивистское сжатие сферы в направлении ее движения при простом визуальном наблюдении не обнаруживается.

Как доказал недавно Тэррел³, это утверждение справедливо не только для сферы, но и для тел любой формы, если

¹ Полуоси эллипса равны $\rho \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}$ и ρ (в нашем примере это 0,27 ρ и ρ , кривая *в* на рис. 6).

² Центр эллипса при этом отстоит от наблюдателя не на $s = vt$, а на $\frac{s}{1+\beta}$ и удаляется со скоростью $\frac{v}{1+\beta}$.

³ J. Terrell. Invisibility of the Lorentz Contraction. Physical Review Letters, v. 3, N 10, 1959; Physical Review, 116, 1041, 1959.

телесный угол, под которым они видны, не слишком велик. Именно потому, что истинная форма движущегося тела отличается (вследствие лоренцова сокращения в направлении движения) от его формы в неподвижном состоянии, видимая форма, определяемая лоренцовым сокращением и абберацией, остается такой же, как в состоянии покоя.

В цитированной статье Вайскопфа, посвященной в основном изложению и разъяснению работы Тэррела, указанный результат, полученный после более чем полувекового существования специальной теории относительности, справедливо считается выдающимся.

У проносящейся мимо звезды происходит, конечно, и изменение спектра ее излучения. При приближении звезда видна за счет своего инфракрасного излучения, в какой-то период времени при встрече длины волн проходят через их «покоящиеся» значения, а затем в видимую область спектра попадает ультрафиолетовое излучение звезды. Все это происходит не так уж быстро, если вспомнить, что свет пересекает земную орбиту примерно за 17 минут. При скорости 0,866 c прохождение этого пути потребует около 20 минут, а по часам астронавта — около 10 минут.

Релятивистские пыль и ветер

Все, о чем говорилось до сих пор, касалось того, что увидит релятивистский наблюдатель, если вообще сможет увидеть. Сейчас мы и обратимся к тому, что будет препятствовать релятивистскому полету, а значит, и возможности наблюдения описанных явлений.

Рассмотрим те воздействия, которые будет оказывать на звездолет межзвездная среда. На это следует обратить внимание еще и потому, что до настоящего времени проблема релятивистского полета часто преподносится как проблема создания соответствующего двигателя. Будь у нас сегодня фотонный двигатель, мы сели бы на корабль и полетели с околосветовой скоростью. В действительности же релятивистский полет упирается не только в проблему двигателя; он сопряжен и с другими трудностями, не меньшими, чем создание двигателя.

Звездолет, двигаясь в космическом пространстве, находится во встречном потоке микро- и макрочастиц (межзвездный газ, микрометеорные тела и т. п.). Если пренебречь собственными скоростями этих частиц, то они налетают на звездолет со скоростью его движения. Можно вычислить, какую энергию получит звездолет при столкновении с частицами, находящимися в межзвездном пространстве.

Для кинетической энергии тела, обладающего в состоянии покоя массой m_0 , специальная теория относительности дает формулу:

$$T = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right).$$

При малых скоростях, т. е. при $\beta = \frac{v}{c} \ll 1$, это выражение переходит в обычную формулу $T = \frac{m_0 v^2}{2}$. Но при значениях β , приближающихся к единице, кинетическая энергия T неограниченно растет. Полагая, как это мы делали выше, $\beta = 0,866$, мы получаем $\sqrt{1 - \beta^2} = 0,5$ и $T = m_0 c^2$.

Таким образом, если β больше 0,866, то кинетическая энергия тела превосходит его энергию покоя $m_0 c^2$.

Что же произойдет, если звездолет столкнется с микрометеоритом с массой, скажем, в 1 мг? Разумеется, можно считать, что звездолет покоится, а микрометеорит налетает на него со скоростью, близкой к скорости света. По формуле $T = m_0 c^2$ нетрудно подсчитать, что при скорости 0,866 с частица с массой 1 мг будет иметь кинетическую энергию в 21 млрд. кал. Эта энергия достаточна для того, чтобы превратить в пар около 30 т льда или около 10 т железа. Импульс такой частицы будет равен при этом 520 кг·м/сек, т. е. будет примерно таким же, как у велосипедиста, едущего со скоростью 30 км/час.

Может показаться, что релятивистский микрометеорит не так уж опасен, поскольку он «прострелит» звездолет насквозь, унося с собой почти всю свою огромную энергию, а какая-либо самозатягивающаяся оболочка ликвидирует образовавшиеся отверстия. Небольшое рассуждение показывает, что, к сожалению, это не так. Говоря о сквозном «простреливании», мы находимся в плену у обычных представлений об упругости и прочности материалов, которые совершенно неприменимы при столкновениях с околосветовой скоростью.

Оценим, какова кинетическая энергия одного нуклона, входящего в состав микрометеорита, по сравнению с энергией связи этого нуклона в ядре атома.

При движении со скоростью 0,866 с на один нуклон приходится энергия в 1 млрд. эв, в то время как энергия связи нуклонов в ядрах (у элементов с атомным весом более 20) составляет лишь около 8 млн. эв. Таким образом, можно полностью пренебречь не только энергией связи атомов в кристаллической решетке, но и энергией связи нуклонов в ядрах атомов как в веществе метеорита, так и в материале звездолета. Это означает, что атомы микрометеорита врежутся в оболочку звездолета как некоторая группа тяжелых космических частиц, каждая из которых будет растрчивать свою энергию практически независимо от остальных.

Энергия в несколько миллиардов электроновольт на нук-

лон соответствует «мягким» космическим лучам. Длина пробега ядер железа, кремния и т. п., влетающих с такими скоростями в столь же плотные материалы, измеряется несколькими сантиметрами или немногими десятками сантиметров. После этого энергия ядер израсходуется на образование еще более «мягких» частиц и в конечном счете будет поглощена корпусом звездолета вследствие больших ионизационных потерь. Таким образом, столкновение достаточно большой массы металла с микрометеоритом, имеющим массу в 1 мг, вызовет катастрофический тепловой взрыв всего корабля.

Разумеется, эффект, производимый более мелкими пылинками, будет пропорционально слабее, но зато встречаются они гораздо чаще. По-видимому, средняя масса частиц межзвездного пылевого вещества лежит в области $10^{-9} - 10^{-11}$ г, причем средняя плотность этого вещества в Галактике порядка 10^{-25} г/см³.

При скорости в 0,866 с поток пыли на корпус корабля составит около $2,6 \cdot 10^{-15}$ г/см³ · сек. Это соответствует потоку энергии в $3,4$ кал/см² · мин, т. е. почти вдвое превышает солнечную постоянную¹.

Если принять, что полная поверхность корабля в 20 раз больше его торцевой поверхности, а излучательная способность на порядок ниже, чем у абсолютно черного тела, то равновесное состояние наступит при температуре оболочки, близкой к 100°. Повышение же концентрации пыли в 10 раз против среднего значения приведет к разогреву² корабля до 400°.

Кроме пыли и микрометеоритов, на корабль будет налетать поток межзвездного газа, в основном — водорода, средняя плотность которого в Галактике на порядок больше, чем пыли, — примерно 1 атом водорода на 1 см³ (около 10^{-24} г/см³).

Можно поставить вопрос, при какой скорости целесообразно использовать прямоточный фотонный двигатель, в котором «сжигание» встречного газа даст энергию, позволяющую компенсировать сопротивление этого газа движению звездолета (допустим даже, что такой двигатель удалось сделать). Не меньшая трудность, как нам кажется, лежит совсем в ином направлении,

Для релятивистского корабля межзвездный водород становится потоком протонов с энергиями, превышающими

¹ Солнечной постоянной называется число калорий, получаемых квадратным сантиметром поверхности, перпендикулярной к солнечным лучам и находящейся на границе земной атмосферы. В среднем она равна $1,94$ кал/см² · мин.

² Впрочем, вопрос о степени нагрева корпуса ракеты довольно сложен, так как возможна значительная потеря энергии на рентгеновское излучение.

1 млрд. эв, т. е. потоком космических лучей с интенсивностью порядка 10^{10} частиц на 1 см^2 в 1 сек (рис. 7). Напомним, что для нерелятивистского наблюдателя интенсивность первичных космических лучей составляет всего лишь две частицы на



Рис. 7. Поток первичных космических частиц, падающих на Землю (слева), в 10^{10} раз слабее потока, который встретит космический корабль (справа).

1 см^2 в 1 сек . Следовательно, допуская даже, что процессы разрушения или нагревания звездолета каким-то способом предотвращены, мы остаемся перед лицом колоссального, превышающего в 10^{10} раз обычную «норму» космического облучения, способного мгновенно убить все живое.

* * *

Итак, вопрос о достаточно эффективном двигателе отнюдь не является единственной существенной трудностью на пути к релятивистской астронавигации.

Мировое пространство не пусто — в нем находятся различные микро- и макротела — метеориты, пыль, газ, т. е. оно заполнено веществом, хотя и в очень разреженном состоянии. Это обстоятельство вносит некоторое практическое дополнение к специальной теории относительности. Последняя утверждает, что любые две инерциальные системы отсчета физически полностью равноправны. Конечно, с точки зрения законов природы это так и есть, но практически получается, что инерциальные системы, движущиеся по отношению к межзвездному веществу медленно, находятся в иных условиях, чем системы, которые летят с релятивистской скоростью. Как удачно выразился советский физик Л. А. Вайнштейн, среди инерциальных систем надо различать «опасные» и «безопасные». Системы, летящие относительно Галактики почти со скоростью света, — это опасные системы.

Таким образом, для осуществления релятивистского полета необходимо изыскать какие-то способы «очистки» космического пространства перед звездолетом, т. е. устранения с его пути всевозможных микро- и макрочастиц, или какие-либо иные методы защиты от них. Эта задача представляется не менее трудной, чем создание фотонного двигателя.

В. В. МИЛЛЕР,
кандидат физико-математических наук

ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ И ЭФФЕКТ МОССБАУЭРА

Что произойдет, если мы направим снизу вверх луч света?

По современным воззрениям, луч света представляет собой поток частиц — световых квантов, или фотонов. Эти частицы обладают массой и притягиваются к Земле, как и любое другое тело такой же массы. Следовательно, при движении против сил тяготения энергия кванта уменьшится так же, как уменьшается кинетическая энергия брошенного вверх камня.

Экспериментальное подтверждение этого эффекта было бы убедительным доказательством справедливости предпосылок, лежащих в основе общей теории относительности Эйнштейна.

В чем же проявляется потеря квантом части его энергии? Так как по квантовой теории энергия кванта света пропорциональна его частоте, то при потере квантом части энергии на какую-то долю должна уменьшиться его частота. Но известно, что меньшие частоты находятся ближе к красному концу спектра. Следовательно, в «поднявшемся» свете каждая спектральная линия сместится к красному концу спектра.

Такое «красное смещение» действительно наблюдается в спектрах «белых карликов» — звезд грандиозной плотности и малого радиуса, сила тяготения на поверхности которых в десятки тысяч раз превосходит силу тяготения на Земле. Однако при этом длина волны изменяется всего на десятые доли ангстрема (т. е. 10^{-8} см), в то время как ширина звездных спектральных линий составляет несколько ангстрем¹.

Между тем выводы общей теории относительности так важны для науки, что уже давно ощущается необходимость проверки этой теории в лабораторных условиях, чтобы быть

¹ Ангстрем — единица длины, применяемая главным образом при измерении длин световых волн, 1 ангстрем равен одной 100-миллионной доле сантиметра.

уверенным, что «красное смещение» связано именно с силой тяготения.

Но наши лаборатории находятся на Земле, а земное поле тяготения не так велико. И расстояния, на которые перемещается фотон, отнюдь не космические и не превышают в лучшем случае нескольких десятков метров. Можно подсчитать, что в этих условиях изменение длины волны будет составлять одну миллионную часть миллиардной доли от первоначальной длины волны! Измерение должно быть проведено в пределах 15-го знака (!). До сих пор техника физического эксперимента была еще очень далека от таких высоких точностей.

Однако, как это часто бывает в науке, недавний прогресс в другой области, совершенно не связанной с теорией относительности, неожиданно дал в руки ученых новый, очень точный метод для регистрации чрезвычайно малых изменений частоты квантов. Речь идет о резонансном поглощении гамма-лучей.

Что такое резонансное поглощение гамма-лучей

Маятник колеблется с постоянной частотой, зависящей от его длины. Струна рояля, получившая удар, издает звук определенного тона, причем частота зависит от длины и толщины струны, удельного веса материала и натяжения.

Если электрический контур возбудить коротким электромагнитным импульсом, то напряжение в контуре будет колебаться с определенной частотой, зависящей от индуктивности и емкости контура. Эти частоты будут называться «собственными» для тех систем, в которых происходят колебания. Если внешнее переменное воздействие на систему будет производиться с частотой, равной собственной частоте системы, то произойдет резонансное поглощение энергии такого воздействия и амплитуда колебаний в системе будет очень велика. Явление резонанса хорошо известно и широко используется современной техникой. Только благодаря ему из тысяч частот радиоизлучений приемник можно настроить на одну определенную частоту.

Нечто аналогичное происходит и при ядерных реакциях. Если бомбардировать ядра протонами или нейтронами такой энергии, что вновь образующиеся ядра окажутся на одном из своих собственных энергетических уровней, то вероятность ядерной реакции станет во много раз большей, чем при других энергиях. Это называется резонансным взаимодействием. Казалось, что не только для протонов и нейтронов, но и для гамма-квантов должно существовать резонансное поглощение ядрами, однако этот эффект долго не удавалось обнаружить.

Обычно источником гамма-квантов служит вещество, ядра которого оказались в возбужденном энергетическом состоя-

нии в результате предшествующего радиоактивного излучения (например, бета-распада). Возвращаясь в нормальное состояние, такое ядро испускает гамма-квант с энергией, равной разности энергии этих двух состояний. Можно сказать, что гамма-квант уносит энергию возбуждения ядра, как квант видимого света энергию возбуждения атома.

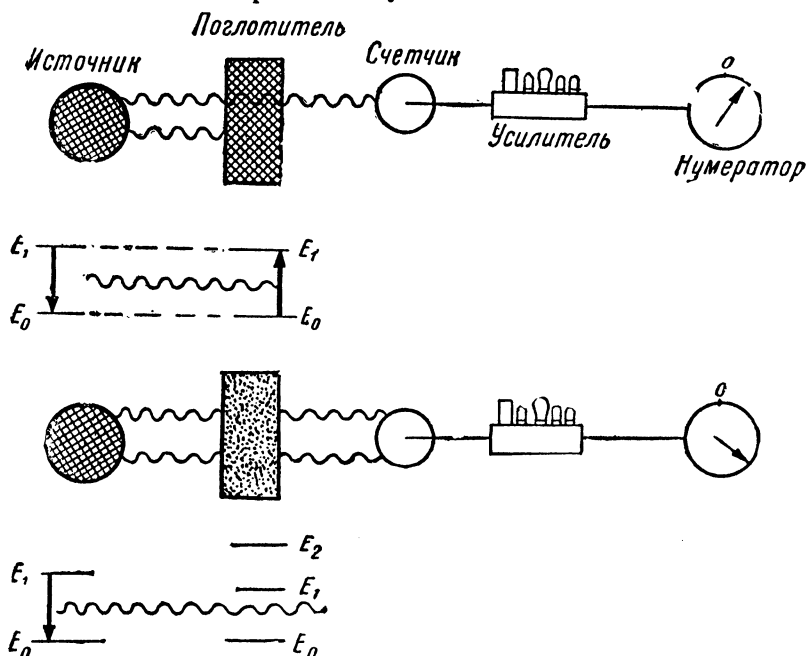


Рис. 1. Резонансное поглощение гамма-лучей.

Когда энергетические уровни поглотителя и источника одинаковы, то с возбуждением ядра на этот уровень должно наблюдаться резонансное поглощение. Поэтому счетчик регистрирует меньше импульсов, чем при другом поглотителе (эквивалентном по нерезонансному поглощению).

Если в качестве поглотителя берется такое же вещество, какое испускает гамма-кванты, то можно быть уверенным, что у его ядер обязательно должен существовать такой же возбужденный энергетический уровень и, следовательно, можно ожидать появления резонансного поглощения. Это значит, что если мы на пути гамма-лучей поставим то же самое вещество, которое является излучателем, то количество гамма-квантов, попавших в счетчик, должно быть меньше, чем если поглотителем будет вещество, хотя и близкое по природе (атомному номеру и весу), но ядра которого не имеют данного энергетического уровня. Это пояснено на рисунке 1.

Несмотря на такие отчетливые теоретические представления и достаточную чувствительность приборов, резонансное поглощение гамма-лучей обнаружить экспериментально фи-

зики не смогли. В чем же причина такого загадочного поведения? Ответ оказался довольно простым.

Дело в отдаче ядра

В 1946 году советские физики И. Я. Барит и М. И. Подгорецкий и независимо от них в 1948 году американские физики Поллард и Альбургер нашли решение этой загадки. Оказывается, надо было учесть отдачу ядра при вылете гамма-кванта, которая происходит по той же причине, по которой, например, отдает ружье при выстреле или разгоняется ракета при вылете из нее газа.

По закону сохранения количества движения произведение массы гамма-кванта на его скорость должно быть равно произведению массы ядра на его скорость (противоположную по направлению скорости кванта). Но, приобретая некоторую скорость, ядро должно получить и энергию, пропорциональную квадрату этой скорости. На это уйдет часть энергии перехода ядра с высшего уровня на низший.

Такая же картина будет и при поглощении гамма-кванта ядром поглотителя, которое должно немного разогнаться от толчка, на что потребуется столько же энергии, сколько поглотило при отдаче испускающее ядро. Следовательно, энергия, которая пошла бы на возбуждение поглощающего ядра, будет равна уже не разности энергий уровней, а будет меньше ее на двойную энергию отдачи. Поэтому резонансное поглощение оказывается невозможным.

Прделаем простые математические выкладки. По теории относительности энергия $E = mc^2$, где m — инертная масса, а c — скорость света в пустоте. Для кванта $E = h\nu$, где ν — частота, а h — постоянная Планка¹. Следовательно, мы должны приписать свету инертную массу $m = \frac{h\nu}{c^2}$.

Импульс кванта $p = mv$ должен быть равен $p = \frac{h\nu}{c^2} \cdot c = \frac{h\nu}{c}$. Из закона сохранения импульс кванта равен импульсу отдачи ядра Mv , откуда скорость ядра $v = \frac{h\nu}{Mc}$, а кинетическая энергия ядра

$$\frac{Mv^2}{2} = \frac{M}{2} \left(\frac{h\nu}{Mc} \right)^2 = \frac{1}{2} \frac{(h\nu)^2}{Mc^2}.$$

При поглощении кванта ядро также получает энергию, равную вычисленной нами. Следовательно, полная потеря энергии на отдачу $\Delta E_{\text{отд}} = 2 \left(\frac{Mv^2}{2} \right) = \frac{(h\nu)^2}{Mc^2}$.

¹ Постоянная Планка равна $6,6 \cdot 10^{-27}$ эрг · см.

Попробуем компенсировать потерю энергии

Если мы каким-нибудь способом возместим гамма-кванту эту двойную потерю энергии, то можно будет обнаружить резонансные эффекты. На помощь приходит эффект Допплера.

Если источник света (или звука) движется по направлению к наблюдателю со скоростью v , то частота излучаемого света (или звука) становится больше. Происходит «фиолетовое» смещение.

Увеличение частоты выражается формулой

$$\nu = \nu_0(1 + v/c),$$

где ν — частота колебания и c — скорость света (или звука).

Если источник колебаний удаляется от наблюдателя, то частота становится меньше («красное» смещение). Это и называется эффектом Допплера.

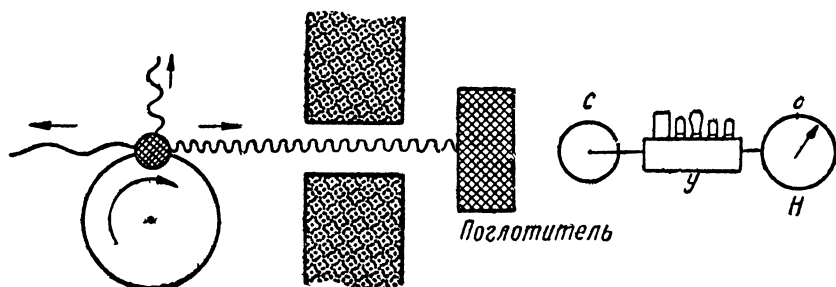


Рис. 2. Опыт Муна и Сторрста. Частота (и энергия) квантов, летящих вперед по движению, повышается, и оказывается возможным резонансное поглощение.

Наблюдая величину изменения частоты световых волн в спектрах звезд («фиолетовое» или «красное» смещение), можно определить, приближается к нам данная звезда или удаляется.

При движении источника света по направлению к наблюдателю частота, а следовательно, и энергия кванта увеличатся на некоторую величину. Естественно попытаться сообщить источнику нужную скорость и увеличить за счет эффекта Допплера энергию гамма-квантов на такую величину, которая компенсирует энергию, потраченную на две отдачи¹.

¹ Необходимая для этого скорость источника равна $v = \frac{Mc}{hv}$.

Такой опыт (рис. 2) осуществили Мун и Сторраст, поместив источник гамма-лучей на обод быстро вращающегося колеса. Для изотопа ртути Hg^{198} удалось обнаружить резонансное поглощение гамма-квантов при линейной скорости обода колеса в 700 м/сек.

Были использованы и другие способы компенсации потери энергии гамма-квантов при помощи доплеровского эффекта. При этом скорость ядер задавалась либо тепловым движением, либо отдачей от предыдущего радиоактивного распада, однако наблюдаемый эффект был очень мал.

Возможно устранить отдачу

Три года назад немецкий физик Моссбауэр нашел способ вообще устранить отдачу ядра при испускании кванта. Его соображения основывались на результатах теории Лэмба, описывающей взаимодействие медленных нейтронов с кристаллической решеткой. Моссбауэр распространил положения этой теории на случай поглощения гамма-квантов.

Оказалось, что если излучающее ядро входит в состав кристаллической решетки, то оно не является свободным, и поэтому передачу энергии отдачи ядру надо рассматривать в связи с воздействием на него других атомов решетки. Точнее, отдача передается не ядру, а всей кристаллической решетке. При этом в большинстве случаев отдача при испускании кванта приводит к возбуждению колебаний атомов в решетке (на это расходуется часть энергии кванта). Однако в некоторой доле случаев импульс отдачи принимает вся решетка как целое, а так как масса решетки в миллиарды миллиардов раз больше, чем масса одного ядра, то во столько же раз меньше ее скорость, а следовательно, и энергия отдачи (в формуле

$$\Delta E_{\text{отд}} = \frac{(h\nu)^2}{Mc^2} \text{ масса } M \text{ является теперь массой всей решетки}).$$

Если испускание и поглощение кванта могут произойти без отдачи, то должно быть возможным резонансное поглощение кванта ядром.

Теория и опыт показывают, что для того, чтобы вероятность испускания гамма-кванта без передачи энергии возбуждения кристаллу была велика, должны выполняться следующие условия:

1) энергия отдачи $\Delta E_{\text{отд}}$ была мала (это будет, когда энергия квантов $h\nu$ мала, а ядро имеет большую массу M);

2) максимальная энергия спектра возможных колебаний атомов в кристаллической решетке при низких температурах должна быть больше (или порядка) энергии отдачи: $E_{\text{макс}} > \Delta E_{\text{отд}}$;

3) средняя энергия тепловых колебаний в кристалле должна быть значительно меньше, чем обе эти энергии ($E_{\text{тепл}} \ll E_{\text{отд}}$ или $E_{\text{макс}}$), так как наличие интенсивных тепловых колебаний в кристалле стимулирует передачу энергии отдачи кристаллу.

Моссбауэр произвел опыты с гамма-излучением ядер иридия (Ir^{191}) и нашел, что если источник и иридиевый поглотитель охладить до температуры жидкого азота, то поглощение гамма-лучей в слое иридия заметно возрастет. Это связано с ростом резонансного поглощения: гамма-лучи иридия

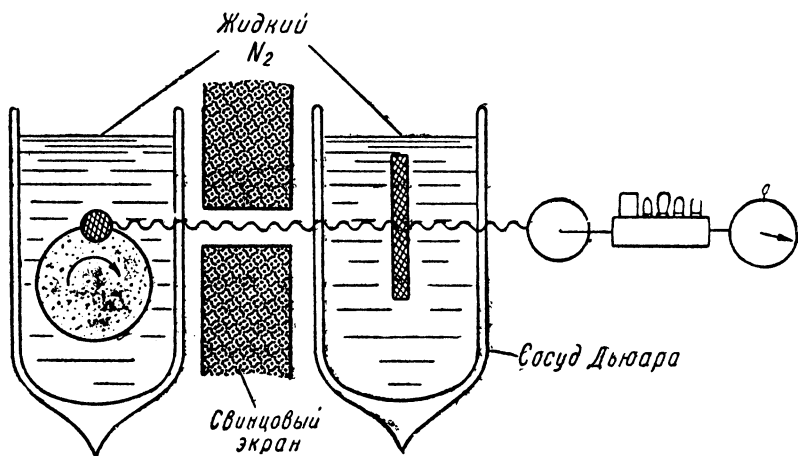


Рис. 3. Схема опыта Моссбауэра. Движение источника разрушает резонансное поглощение.

имеют довольно большую энергию, и поэтому излучение и поглощение без отдачи заметны лишь при низкой температуре.

Несколько позже эти опыты были повторены группой американских физиков, но уже не при температуре жидкого азота (88°K), а при температуре жидкого гелия (4°K). Эффект при этом увеличился примерно в 2,5 раза.

Моссбауэром был предложен остроумный метод для более подробного исследования резонансного поглощения. Источник излучения монтировался на ободе медленно вращающегося диска, причем поглотители из свинца позволяли попадать в счетчик только квантам, испущенным в момент движения источника по направлению, скажем, к счетчику (рис. 3). Источник и поглотитель охлаждались до температуры жидкого азота. Тогда при увеличении линейной скорости обода свыше $\sim 4 \text{ см/сек}$ (!) резонансное поглощение разрушается из-за доплеровского изменения энергии кванта; то же происходит при обратном движении источника. Из рисунка 4 видно, что

вероятность резонансного поглощения значительна в области изменения скорости на ± 2 см/сек. Это значит, что возбужденный энергетический уровень не бесконечно узок, а имеет

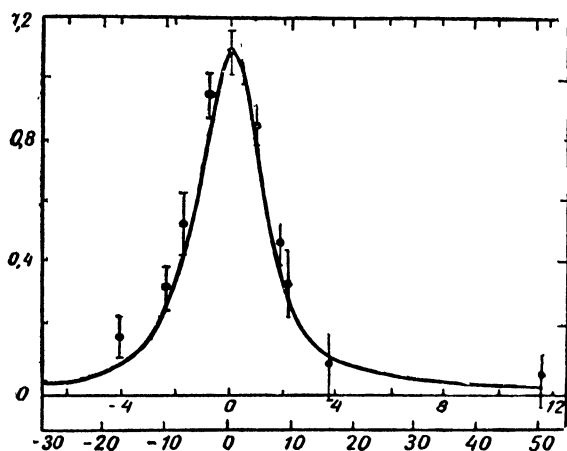


Рис. 4. Резонансное поглощение гамма-лучей Ir^{191} при различных скоростях источника. Сплошная линия — теоретическая зависимость. Верхняя шкала — скорость источника (см/сек). Нижняя шкала — доплеровский сдвиг энергии (10^{-6} эв). По вертикали — вероятность поглощения.

конечную ширину Γ , по порядку величины равную $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ эв (см. нижнюю шкалу на рис. 4),

Ширина энергетического уровня и время жизни возбужденного состояния ядра

Конечная ширина спектральной линии может объясняться рядом причин.

Во-первых, тепловое движение атомов вызывает хаотическое доплеровское смещение частоты. Это тепловое расширение линии использовали (до Моссбауэра) для наблюдения резонансного поглощения гамма-лучей. Для этого источник (в газообразном состоянии) сильно нагревали. При нагревании источника небольшая часть атомов имела настолько большие скорости, что доплеровское увеличение энергии квантов (если движение атома происходило по направлению к поглотителю) компенсировало потери энергии на отдачу, и резонансное поглощение оказывалось возможным.

Во-вторых, магнитное и электрическое взаимодействия ядер с электронной оболочкой, окружающей ядро, могут из-

менить энергию ядра. Если эти воздействия происходят с различной силой, то каждый уровень расщепится на ряд очень близко расположенных уровней. Как мы увидим дальше, резонансное поглощение гамма лучей дало возможность наблюдать это расщепление.

Однако, даже когда все эти «внешние» воздействия пренебрежимо малы, все же наблюдается «естественная» ширина спектральных линий. Эта наименьшая ширина Γ , согласно основному положению квантовой теории, связана с периодом полураспада возбужденного состояния ядра $T_{1/2}$, т. е. со временем, в течение которого половина возбужденных ядер превратится в невозбужденные (за счет испускания гамма-кванта). Соотношение между Γ и $T_{1/2}$ гласит

$$\Gamma \cdot T_{1/2} \geq \frac{\hbar \cdot 0,69}{2\pi},$$

где \hbar — постоянная Планка.

Измеряя ширину линии Γ , по методу Моссбауэра можно вычислить период полураспада первого возбужденного состояния ядра. Для Ir^{191} $\Gamma \approx 6,2 \cdot 10^{-6}$ эв, следовательно, $T_{1/2} \approx 0,7 \cdot 10^{-10}$ сек., что хорошо согласуется с прямыми измерениями $T_{1/2}$, выполненными при помощи сцинтилляционных счетчиков и высокочастотных электронных схем. Такое совпадение результатов показывает, что в данном случае энергетическая ширина линии близка к «естественной» ширине, т. е. что расширение линии из-за теплового движения и внешних воздействий отсутствует.

Большие возможности нового метода

Проявление резонансного поглощения при устранении отдачи (за счет связи с кристаллической решеткой) получило в научной литературе название «эффекта Моссбауэра».

Эффект Моссбауэра открыл новые неожиданные возможности для постановки опытов в самых различных областях физики. Речь идет о тех опытах, где надо отмечать ничтожные изменения частоты, которые вызваны внешними воздействиями. Действительно, достаточно изменить частоты на такую величину $\Delta\nu$, что энергия кванта изменится на ΔE большее, чем ширина линии Γ ($\Delta E > \Gamma$), чтобы резонансное поглощение исчезло. Его можно восстановить, если скомпенсировать изменение ΔE за счет Допплерова эффекта (движением источника). Относительная ширина гамма-лучей (Γ/E) может быть очень малой; например, для Ir^{191} $\Gamma = 6 \cdot 10^{-6}$ эв, а энергия квантов $E = 129$ тыс. эв. Следовательно, $\Gamma/E \approx 5 \cdot 10^{-11}$. Поэтому изменение энергии (или частоты) гамма-кванта больше, чем на $5 \cdot 10^{-9}\%$ устранил резонансное поглощение.

Всего лишь несколько лет назад утверждение о возможности заметить столь малые изменения частоты показалось бы физикам фантастикой.

Еще большие возможности для регистрации малых изменений энергии представляет изотоп железа Fe^{57} . После бета-распада кобальта Co^{57} , ядро Fe^{57} , часто образуется в первом возбужденном состоянии с энергией 14,4 тыс. эв. Время жизни этого состояния около $1 \cdot 10^{-7}$ сек., так что «естественная» ширина линии Γ должна быть значительно меньшей, чем для Ir^{191} , а именно $\sim 4,6 \cdot 10^{-9}$ эв. Таким образом, относительная ширина линии $\Gamma/E \approx 3,2 \cdot 10^{-11}\%$. Малая величина энергии квантов в Fe^{57} обуславливает малую энергию отдачи ($\Delta E_{\text{отд}} \approx 0,002$ эв), что повышает вероятность излучения и поглощения квантов без передачи энергии кристаллической решетке. Поэтому оказалось возможным все опыты с Fe^{57} проводить при комнатной температуре. Опыт и теория показывают, что при этом до 70% (!) квантов излучаются без отдачи.

Измерение гравитационного смещения

Сразу же после открытия эффекта Моссбауэра несколько групп физиков (в СССР, Англии, США) предложило использовать его для измерения смещения частоты гамма-лучей при их движении в поле земного тяготения.

Какие же изменения частоты кванта нужно отметить? Оказывается они очень малы: порядка $2 \cdot 10^{-13}\%$.

Действительно, по принципу эквивалентности, лежащему в основе общей теории относительности, поле тяготения действует на все тела с силой, пропорциональной их инертной массе. Иначе говоря, все тела притягиваются одинаково, если их массы равны. Масса кванта (см. стр. 20) равна $m = \frac{h\nu}{c^2}$.

Следовательно, проходя путь l вверх, квант совершит работу

$mg l = \frac{h\nu g l}{c^2}$, где g — ускорение силы тяжести. Относительное изменение энергии (и частоты) $\Delta E/E = \Delta\nu/\nu = \frac{h\nu \cdot g l}{h\nu \cdot c^2} = gl/c^2$.

Расстояния l не могут быть более, скажем, 20 метров (иначе надо будет брать очень сильные источники гамма-лучей). Поэтому $gl/c^2 \approx 2 \cdot 10^{-15} = 2 \cdot 10^{-13}\%$ ¹.

Как мы видим, это изменение частоты значительно меньше (приблизительно в 100 раз), чем относительная естественная ширина гамма-линии. Но и такой небольшой сдвиг физики смогли надежно измерить.

¹ Мы вывели величину гравитационного смещения частоты, предполагая справедливость квантовой теории света. Однако тот же результат может быть получен и без этого допущения,

Первые измерения были выполнены английской группой (Крэншоу, Шиффер, Уайтхед), которые нашли, что измеренное ими гравитационное «красное» смещение равнялось $(0,96 \pm 0,45)$ от теоретического значения, предсказываемого принципом эквивалентности. Однако вопрос оказался значительно более сложным, так как они не учли возможного влияния температуры на наблюдаемый эффект. Другими авторами было показано, что разница на 1° в температурах источника и поглотителя может вызвать смещение частоты того же порядка, что и гравитационный сдвиг. Так как температура источника и поглотителя в опыте английской группы не контролировалась, то их результат не является доказательным.

Принцип эквивалентности подтвержден

Паунд и Ребка предприняли измерение гравитационного сдвига, уделив особое внимание поддержанию одинаковой температуры источника и поглотителя.

Чтобы лучше заметить небольшой сдвиг максимума кривой резонансного поглощения (эта кривая имеет вид, сходный с изображенной на рисунке 4, но соответственно более узкая), Паунд и Ребка измеряли число импульсов, когда источник движется либо вверх, либо вниз с постоянной скоростью. Скорость выбиралась из расчета, чтобы она соответствовала наиболее круто и линейно спадающим участкам кривой (рис. 4). В этом случае небольшое смещение центра кривой приведет к заметному увеличению счета при движении в одном направлении и, соответственно, к уменьшению счета для противоположного движения источника. В опыте (см. схему на рис. 5) источник и поглотитель располагались на расстоянии 22 м по вертикали, причем для исключения систематических ошибок источник и поглотитель часто меняли местами (знак изменения частоты при этом естественно изменялся).

Были приняты специальные меры для того, чтобы обеспечить одинаковость физических условий для ядер источника и поглотителя.

Испускание квантов происходит в ходе распада материнского изотопа: например, гамма-линия Fe^{57} испускается после бета-распада Co^{57} . Следовательно, образующееся ядро Fe^{57} находится в источнике в окружении кобальта, и силы, действующие на ядра Fe^{57} в источнике и в поглотителе, оказываются различными. Поэтому оказалось необходимым ввести ядра Co^{57} внутрь железа. Это достигается путем нагревания железа с нанесенным тончайшим слоем Co^{57} до температуры 800° . Атомы кобальта диффундируют внутрь железа, и образующиеся при распаде ядра Fe^{57} оказываются практически в одинаковом состоянии с ядрами поглотителя.

Многомесячные круглосуточные измерения с частыми ка-

либровками аппаратуры и контрольными опытами обнаружили, что изменение частоты гамма-лучей на высоте 22 м составляет $(2,34 \pm 0,10) \cdot 10^{-13}$, что в пределах точности опыта согласуется с предсказываемым принципом эквивалентности.

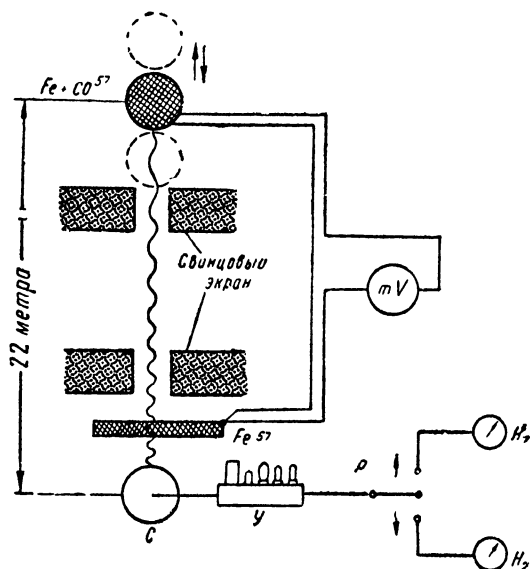


Рис. 5. Схема опыта для измерения веса фотонов. Источник движется то вверх, то вниз. Одновременно реле P переключает контакты так, что нумератор H_1 считает импульсы, когда источник идет вверх, а H_2 — когда вниз. Термодары, соединенные с милливольтметром mV измеряют разность температур источника и поглотителя. C — счетчик квантов, $У$ — усилитель.

Авторы продолжают измерения с целью увеличить точность результата.

Таким образом можно считать установленным, что эффективная масса квантов света (фотонов) и их вес связаны тем же коэффициентом пропорциональности, что и инертная масса и вес для материальных тел.

Надо отметить, что подтверждение принципа эквивалентности не является доказательством справедливости общей теории относительности в целом. Дело в том, что эта теория является обобщением принципа эквивалентности на случай произвольных (в частности, и очень больших) гравитационных полей. Она предсказывает ряд эффектов, которые могут быть проверены на опыте. С одним из них — гравитационным смещением частоты света — мы уже познакомились. Второе явление — изменение направления световых лучей, проходящих

вблизи солнечного диска. Оно также было подтверждено на опыте. Но и этот эффект может быть получен непосредственно из принципа эквивалентности. Лишь третий эффект — смещение перигелия Меркурия и других планет — может считаться в настоящее время доказательством правильности выводов фундаментальной теории Эйнштейна.

Эффект Моссбауэра поможет изучать строение кристаллов

Мы уже видели, что наблюдение резонансного рассеяния гамма-лучей оказывается возможным только благодаря тому, что радиоактивные ядра находятся в составе кристаллической решетки. Свойства кристаллов влияют на вероятность эффекта Моссбауэра, на энергетическую ширину гамма-линий. Магнитные и электрические поля, возникающие внутри кристаллической решетки из-за движения электронов, приводят к изменению энергии (расщеплению) возбужденных уровней ядра и, следовательно, к изменению энергии гамма-квантов.

Наблюдения всех этих эффектов в свою очередь позволяет лучше понять строение кристаллов, так что этот метод предоставил в руки экспериментаторов совершенно новые возможности.

Ранее мы уже говорили о том, что доля квантов, излученных без отдачи, зависит от характера спектра возможных колебаний в кристаллической решетке. Можно вычислить эту зависимость, используя теорию кристаллической решетки, развитую Дебаем. Неполное согласие опытных данных с теорией указывает на несовершенство теории. Можно надеяться, что дальнейшие более точные опыты помогут изучить форму спектра возможных колебаний кристаллической решетки и построить ее правильную теорию.

Магнитные моменты ядер и внутреннее магнитное поле в кристаллах

Почти все элементарные частицы, кроме электрического заряда (если они его имеют), обладают еще магнитным моментом, т. е. их можно уподобить маленьким магнетикам. Атомные ядра состоят из протонов и нейтронов, обладающих магнитными моментами (хотя и очень небольшими). По величине и знаку магнитного момента данного ядра можно судить о его строении. Поэтому определение магнитных моментов ядер представляет большой интерес. Однако до сих пор эти измерения удавалось проводить в основном только для невозбужденных состояний ядер. Метод Моссбауэра открывает новые возможности для измерения магнитных моментов пер-
вых возбужденных состояний.

Всем известно, что во внешнем магнитном поле магниты ориентируются в направлении поля (вспомним компас). То же самое происходит с магнитными моментами ядер. Однако из-за квантового характера взаимодействия магнитные моменты ядер занимают ряд определенных положений относительно направления магнитного поля. Каждое такое направление соответствует определенной энергии взаимодействия ΔE магнитного момента ядра μ с полем H ($\Delta E = \mu H \cos \alpha$, где α — угол между μ и H ; α принимает определенные значения). Эта энергия ΔE добавляется к энергии возбужденного уровня E . Таким образом, благодаря взаимодействию магнитного момента ядра с полем уровень расщепляется на несколько подуровней с близкими энергиями. Число этих подуровней определяется квантовыми свойствами возбужденного состояния (его спином).

Если магнитное поле мало, то расщепление оказывается меньше, чем ширина уровня Γ , т. е. эта ширина лишь немного увеличивается. Однако при малых Γ и больших H вместо одной гамма-линии будут испускаться несколько линий с измененными частотами. Это изменение частоты может быть замечено по уменьшению резонансного поглощения.

Советские физики А. И. Алиханов и В. А. Любимов одними из первых наблюдали это уменьшение для случая гамма-излучения изотопа олова Sn^{119} (энергия квантов $E = 23,8$ тыс. эв, ширина уровня $\Gamma = 2,4 \cdot 10^{-8}$ эв). Более подробно этот вопрос исследовался И. Я. Баритом, Ф. Л. Шапиро, Н. Н. Делягиным, В. С. Шпинелем и др., а также французской группой. Надо надеяться, что эти измерения позволят определить магнитный момент первого уровня Sn^{119} . Имеются указания и на то, что неоднородное электрическое поле внутри кристаллической решетки также приводит к расщеплению уровней.

Однако наиболее интересные результаты были получены с уже известным нам изотопом железа Fe^{57} . Железо и многие его соединения являются ферромагнитными, и внутри кристаллов имеется очень большое внутреннее магнитное поле, достигающее нескольких сотен тысяч эрстед. Если первое возбужденное состояние имеет магнитный момент, не равный нулю (μ для основного состояния известно), то произойдет сложное расщепление уровней во внутреннем магнитном поле: верхний уровень разобьется на 4 подуровня, нижний — на 2. Между этими уровнями будут возможны 6 гамма-переходов с различными энергиями. Это приведет к сложной картине зависимости резонансного рассеяния от скорости движения источника (рис. 6, верхняя кривая) ¹. Из рисунка вид-

¹ Паунд и Ребка при измерениях гравитационного смещения использовали центральный максимум поглощения (при $v = 0$).

но, что кроме основной линии с каждой ее стороны наблюдается еще 5 минимумов интенсивности (т. е. максимумов поглощения). Эту картину следует интерпретировать следующим образом. При небольшой относительной скорости поглощение уменьшается, так как все компоненты, испущенные источником, будут отличаться по энергии от соответствующих резонансных энергий в поглотителе.

Однако при дальнейшем возрастании скорости одни компоненты начинают совпадать по энергиям с другими и поглощение снова возрастает. Из теории следует, что всего должно быть 7 максимумов поглощения для каждого направления скорости, однако 2 из них настолько слабы, что их нельзя обнаружить.

Оказалось, что направление внутреннего поля тесно связано с направлением внешнего магнитного поля, в которое помещают источник и поглотитель. Если поля, в которых находятся источник и поглотитель, параллельны друг другу, то сильнее проявляются одни из максимумов поглощения для Fe^{57} , в то время как при перпендикулярности полей — другие. Это видно из двух нижних кривых рисунка 6. Все эти данные помогли полностью расшифровать картину расщепления уровня Fe^{57} , точно определить величину магнитного момента первого возбужденного состояния и вычислить величину внутреннего магнитного поля в месте расположения ядра Fe^{57} . Это поле оказалось равным 330 тыс. эрсед. Были измерены магнитные поля и в других соединениях железа, а

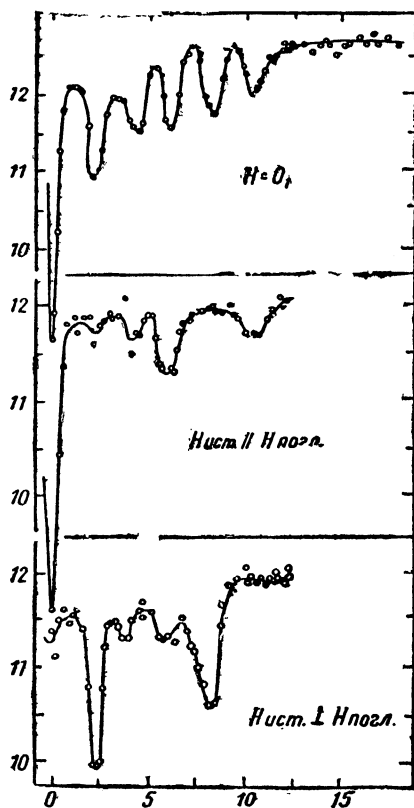


Рис. 6. Расщепление уровней Fe^{57} под действием магнитного поля. Минимумы интенсивности (при измерении скорости источника) соответствуют совпадению сдвинутых уровней источника с уровнями поглотителя. Верхняя кривая — немагнитное железо ($H_{\text{внеш.}} = 0$). На нижних кривых внешние поля в источнике и поглотителе соответственно параллельны или перпендикулярны. По вертикали — относительное число импульсов.

также измерено взаимодействие с неоднородным электрическим полем в кристалле.

Неожиданный результат был получен, когда попытались определить, каким же образом ориентируются внутренние поля по отношению к внешнему полю. Оказалось, что во внешнем магнитном поле 20 тыс. эрстед расстояния между максимумами (на рис. 6) уменьшились приблизительно на 5%. Это указывает на то, что внутреннее магнитное поле направлено противоположно внешнему, так что внешнее поле ослабляет поле, действующее на ядро.

Внутреннее поле уменьшается с повышением температуры по тому же закону, что и магнитная проницаемость железа, и стремится к нулю при приближении к точке Кюри (при температуре большей, чем точка Кюри, железо становится парамагнетиком).

Этот результат поможет установить природу внутреннего магнитного поля в ферромагнетиках.

Здесь рассказано лишь о некоторых, наиболее важных результатах, полученных благодаря применению нового метода для изучения твердого тела. В научной литературе все время публикуются новые работы на эту тему.

Дальнейшие перспективы

Следует ожидать, что в ближайшие несколько лет интерес физиков к эффекту Моссбауэра сохранится, и будут проделаны новые интересные опыты. Уже сейчас делаются попытки достигнуть еще больших точностей, чем это возможно с Fe^{57} . Речь идет о гамма-излучении Zn^{67} с энергией 93 тыс. эв. Из-за большого периода полураспада ($T_{1/2} = 9,4 \cdot 10^{-6}$ сек.) эта линия должна обладать относительной шириной всего $5 \cdot 10^{-14}\%$. Однако сравнительно большая энергия квантов приводит к малой вероятности излучения без отдачи, даже несмотря на глубокое охлаждение. Кроме того, при столь малой ширине линии оказывается очень существенной тождественность условий для излучающего и поглощающего ядер. Если бы методика измерений с Zn^{67} была хорошо разработана, то стали бы возможны новые тонкие опыты для проверки предсказаний теории относительности.

Однако, по-видимому, наиболее продолжительное время интересы ученых будут сосредоточены в области физики твердого тела, где для эффекта Моссбауэра хватит работы на десятки лет.

*Н. Г. БАСОВ,
профессор, доктор физико-математических наук,*

*А. М. ПРОХОРОВ,
профессор, доктор физико-математических наук — лауреат
Ленинской премии*

КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА

Все мы являемся свидетелями чрезвычайно бурного развития радиотехники и электроники. Радио, телевидение, радиолокация, радионавигация, телеуправление, электронные счетные машины и многое другое, что успело прочно войти в нашу жизнь и быт, наглядно демонстрируют могущество современной радиотехники.

На первый взгляд может даже показаться, что нет предела возможностям электроники, что можно, например, создать приемники, которые будут принимать сколь угодно слабые сигналы. Но на самом деле это не так. В каждой радиолампе, в каждом проводе из-за хаотического теплового движения электронов возникают случайные колебания тока, которые образуют, как говорят радиотехники, собственный «шум» радиоприемника. И если сигнал, попадающий на вход приемника, слабее этого шума, то как бы мы ни усиливали сигнал, сколько бы ламп ни ставили, все равно шум будет усиливаться вместе с сигналом и сигнал потонет в шуме. Это явление сильно ограничивало возможности радиотехники.

Каждый, кто пользовался радиоприемником, сталкивался еще с одной трудностью: принимаемые станции «наползают» одна на другую. Такие помехи, создаваемые близко работающими станциями, могут быть связаны с тем, что передатчики имеют недостаточно высокую стабильность и «заходят» в чужую полосу частот. Для многих задач радиотехники требуются генераторы, обладающие большим постоянством частоты. Например, точное определение расстояния с помощью радиодальномеров невозможно без высокостабильных генераторов.

Совсем недавно на наших глазах началось широкое внедрение полупроводниковых приборов. Полупроводники позволили решить ряд важных задач. Однако обычные полупроводниковые приборы не помогли обойти вышеуказанные трудности. Для уменьшения тепловых шумов, величина которых про-

порциональна температуре, необходимо было бы «охлаждать» приемники. Но ни электронные лампы, ни полупроводниковые приборы не могут работать при низких температурах.

Огромные трудности возникали также при создании стабильных по частоте генераторов, поскольку стабильность лучших кварцевых генераторов не удовлетворяла технику.

Несколько лет назад в радиотехнике были найдены новые пути, которые открывают широкие возможности усиления чрезвычайно слабых сигналов и генерации исключительно стабильных по частоте радиоволн. При этом в радиотехнику пришлось ввести понятия о квантах радиоизлучения.

Как известно, свет и вообще все электромагнитные колебания поглощаются и испускаются квантами. Величина кванта равна $h\nu$, где h — постоянная Планка, ν — частота излучения. Вся спектроскопия, атомная и ядерная физика, а также химия основаны на представлениях о квантах, но в радиотехнике квантовые понятия долго не находили применения. Это объясняется прежде всего тем, что в большинстве процессов, которые рассматриваются в радиотехнике, обычно участвует очень значительное количество квантов электромагнитного поля, в результате чего эти процессы хорошо описываются классическими усредненными величинами и в них практически не проявляют себя элементарные акты взаимодействия отдельных квантов с отдельными атомами.

Лишь с 40-х годов, в связи с развитием нового раздела физики — радиоспектроскопии, изучающего спектры различных веществ в радиочастотном диапазоне волн, начинается использование квантовой механики: получают свое дальнейшее развитие теория спектров газообразных, жидких и твердых веществ, теория процессов релаксации в этих веществах, а также теория взаимодействия квантов поля с веществом (эффект насыщения, спонтанное излучение) и др.

В 40-х годах были открыты новые важные явления — ядерный магнитный резонанс и электронный резонанс. Получила широкое развитие радиоспектроскопия газов, был предложен ряд новых эффективных методов исследования радиочастотных спектров, например резонансные методы в атомных и молекулярных пучках и т. д.

В 1951—1952 годах в результате анализа процессов взаимодействия квантов электромагнитного поля с веществом было указано на принципиальную возможность применения квантовых систем для генерации и усиления электромагнитных волн (Физический институт имени П. Н. Лебедева Академии наук СССР, Колумбийский университет в США). В 1954—1955 годах были впервые созданы квантовые генераторы — молекулярные генераторы на пучке молекул аммиака (Физический институт имени П. Н. Лебедева, Колумбийский университет). В 1954 году пучок атомов цезия был ис-

пользован для разработки атомного стандарта частоты (Гарвардский университет в США, Национальная физическая лаборатория в Англии). В том же году предложены полупроводниковые параметрические усилители (Физический институт имени П. Н. Лебедева). В 1957—1958 годах были разработаны квантовые, так называемые парамагнитные усилители, использующие спектральные линии электронного парамагнитного резонанса (Физический институт имени П. Н. Лебедева, Гарвардский университет, фирма «Белл-систем» в США). Наконец, в 1958—1959 годах созданы параметрические усилители (Институт радиотехники и электроники Академии наук СССР, «Белл-систем»).

Перечисленные работы послужили основой нового направления, возникшего на стыке радиотехники и физики, направления, широко пользующегося методами квантовой механики и получившего в настоящее время название квантовой радиофизики.

В основе работы молекулярных генераторов и парамагнитных усилителей лежит индуцированное излучение возбужденных квантовых систем. Эффект индуцированного излучения был открыт А. Эйнштейном в 1917 году в связи с исследованием равновесия между квантовой системой, имеющей дискретные энергетические уровни, и полем излучения.

Рассмотрим квантовую систему с двумя энергетическими уровнями (рис. 1). При взаимодействии с внешним электромагнитным полем она может поглощать и излучать кванты энергии. Пусть частица первоначально находится на нижнем энергетическом уровне. Под воздействием внешнего электромагнитного поля она может поглотить квант поля и перейти на верхний энергетический уровень. Такой процесс связан с уменьшением энергии поля и носит название резонансного поглощения.

Частица, находящаяся на верхнем энергетическом уровне, под воздействием внешнего электромагнитного поля может излучить квант и перейти на нижний энергетический уровень. Этот процесс связан с увеличением энергии поля и носит название индуцированного испускания.

Вероятность обоих процессов одинакова и пропорциональна плотности энергии поля. Итак, при взаимодействии частицы с внешним полем она будет все время переходить с одного уровня на другой, излучая и поглощая кванты.

Кроме резонансного поглощения и индуцированного испус-

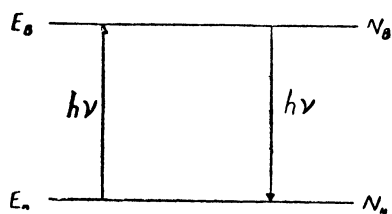


Рис. 1. Двухуровневая квантовая система.

кания имеет место еще один процесс — так называемое спонтанное излучение. Суть его заключается в том, что частица не может бесконечно долго жить на верхнем (возбужденном) уровне и самопроизвольно переходит на нижний уровень с испусканием кванта. Этот процесс протекает в отсутствие квантов во внешнем поле, Спонтанное излучение обуславливает свечение нагретых тел, люминесценцию и т. д.

В результате наличия трех процессов — индуцированного испускания, резонансного поглощения и спонтанного излучения — осуществляется равновесие между молекулами и квантами поля.

Пусть газ температуры T , имеющий два изолированных энергетических уровня, заключен в полость с зеркально отражающими излучение стенками, также имеющими температуру T . Под влиянием теплового движения молекулы будут сталкиваться между собой и со стенками сосуда, что приведет к определенному распределению молекул по энергетическим уровням, которое описывается формулой Больцмана

$$N_i \approx e^{\frac{-E_i}{\kappa T}},$$

где N_i — число молекул на i -уровне, E_i — энергия уровня, κ — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Нагретые стенки, заключающие газ, излучают кванты, в результате чего в сосуде имеется некоторое количество квантов, число которых определяется температурой стенок. Эти кванты будут взаимодействовать с молекулярной системой, вызывая индуцированное излучение и резонансное поглощение. Однако если температура газа и температура сосуда одинаковы, число поглощенных квантов будет равно числу излученных квантов и между молекулами и излучением установится динамическое равновесие.

Итак, согласно формуле Больцмана, каждому значению температуры соответствует определенное распределение молекул по энергетическим уровням, причем на более высоком энергетическом уровне будет находиться меньше частиц, чем на более низком. Разность числа молекул на соседних уровнях зависит от разности энергии этих уровней и от температуры. Для волн сантиметрового диапазона разность числа молекул на уровнях очень мала и составляет $\frac{1}{1000}$ часть от числа частиц, имеющих на уровне.

Если через молекулярную систему пропускать внешнее излучение, то оно будет взаимодействовать с молекулами, вызывая резонансное поглощение и индуцированное испускание, причем вследствие того, что на более высоком энергетическом уровне находится меньше частиц, чем на более низком, резонансное поглощение будет преобладать над индуцированным

испусканием, т. е. система, находящаяся в термодинамическом равновесии, будет поглощать падающие на нее внешние излучения. Столкновения между молекулами будут восстанавливать нарушенное излучением распределение молекул по энергетическим уровням; при этом энергия поля практически будет полностью переходить в тепловое движение молекул, повышая температуру газа.

Если среднее время между переходами молекул с уровня на уровень под влиянием внешнего поля больше среднего времени между столкновениями молекул (внешнее поле слабое), то тепловое равновесие в молекулярной системе нарушается слабо. При этом число поглощенных системой квантов будет пропорционально мощности поля. Если же среднее время переходов молекул с уровня на уровень меньше среднего времени между столкновениями молекул (внешнее поле сильное), то произойдет значительное нарушение теплового равновесия и дальнейшее повышение энергии поля, начиная с некоторого предела, не будет увеличивать поглощение энергии. Этот эффект получил название эффекта насыщения. При сильном насыщении (т. е. при достаточно большой величине поля) число молекул на верхнем и нижнем уровне становится одинаковым, а число поглощенных квантов определяется числом столкновений молекул и не зависит от внешнего поля.

Индукцированное испускание практически не играет роли в оптическом и инфракрасном диапазонах частот, так как существующие в этих диапазонах источники излучения дают сравнительно небольшое число квантов и взаимодействие молекулярных систем здесь всегда очень слабое. Для радиочастотного диапазона, где существуют очень мощные монохроматические источники излучения, легко достигается эффект насыщения. Укажем, что мощность излучения в 1 мквт при длине волны в 1 см соответствует излучению с 1 см² поверхности черного тела, нагретого до температуры в 10¹² градусов.

Для того чтобы квантовая система могла усиливать падающие на нее кванты, необходимо нарушить тепловое равновесие, причем на более высоком энергетическом уровне должно находиться большее число молекул, чем на более низком энергетическом уровне. В таких системах индуцированное излучение будет преобладать над резонансным поглощением и интенсивность излучения станет увеличиваться при прохождении через систему.

Формально квантовые системы, имеющие на верхнем уровне больше молекул, чем на нижнем, можно описывать отрицательной температурой. Действительно, если в формуле Больцмана

$$N_i \approx e^{\frac{-E_i}{kT}}$$

считать величину T отрицательной, то число частиц увели-

чивается с ростом энергии, т. е. на более высоком энергетическом уровне будет находиться больше частиц, чем на более низком.

Состояния системы с отрицательной температурой являются неустойчивыми, они будут разрушаться как при столкновении частиц, так и при взаимодействии с излучением.

В случае отсутствия взаимодействия между частицами и отсутствия квантов время жизни системы с отрицательной температурой определяется временем спонтанного излучения молекул, которое сильно зависит от частоты излучения. Для сантиметрового диапазона оно составляет 10^6 сек., тогда как в оптическом диапазоне — $10^{-8} + 10^{-10}$ сек.

Длительное время жизни возбужденных частиц в сантиметровом диапазоне волн облегчает получение систем с отрицательной температурой в этом диапазоне.

Сейчас разработан ряд методов получения систем с отрицательной температурой в сантиметровом диапазоне волн. Такие системы могут усиливать падающее на них электромагнитное излучение за счет квантов индуцированного излучения. Необходимо отметить, что кванты, излучаемые системой с отрицательной температурой, при индуцированном испускании тождественны с падающими квантами в смысле направления распространения, поляризации и частоты.

Если квантовую систему заключить в полость с отражающими излучение стенками, то такая система при некоторых условиях может служить генератором электромагнитного излучения. Действительно, если каждый случайно возникший квант, прежде чем он поглотится, успеет вызвать индуцированное излучение больше одного кванта в системе, то амплитуда колебаний будет нарастать. Такая система является автоколебательной системой — генератором. Несмотря на то, что уровни, между которыми получается отрицательная температура, имеют конечную ширину, электромагнитные колебания в молекулярном генераторе обладают высокой монохроматичностью. Это является следствием того, что индуцированное испускание может происходить только на частоте внешней силы. Поэтому в молекулярном генераторе колебания возбуждаются на частоте, где вероятность излучения квантов имеет максимальное значение, — на частоте, близкой к вершине спектральной линии.

Схема молекулярного генератора на пучке молекул аммиака изображена на рисунке 2. Генератор состоит из трех основных частей: источника пучка, сортирующей системы и колебательного контура.

1. Источник молекулярного пучка, представляющий собой небольшой объем, закрытый с одной стороны мелкой сеткой. Внутри этого объема поддерживается давление газа в 1 мм ртутного столба. Молекулы, проходя через малые отверстия

сетки и не сталкиваясь в них между собой, вылетают в вакуумный объем генератора в виде молекулярного пучка.

2. Сортирующей системой служит цилиндрический квадрупольный конденсатор, поле которого убывает при приближении к оси симметрии. Если пропускать через такой конденсатор молекулярный пучок, то молекулы, находящиеся на верх-

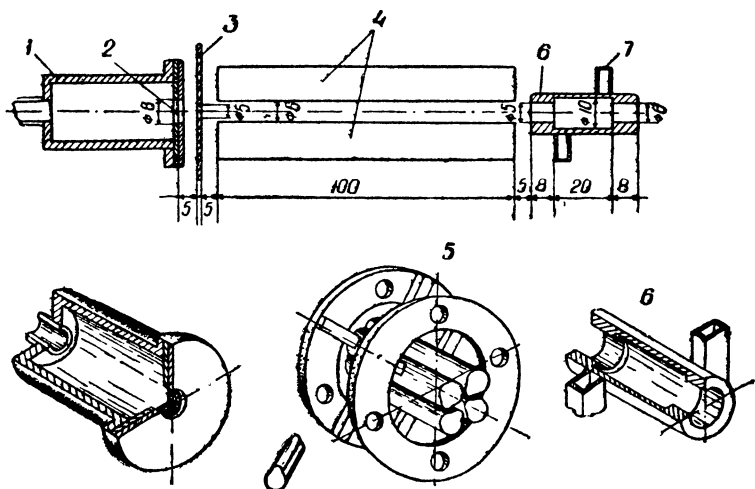


Рис. 2. Схема устройства молекулярного генератора:
1 — источник пучка; 2 — решетка; 3 — диафрагма, охлаждаемая жидким азотом; 4 — электроды квадрупольного конденсатора; 5 — квадрупольный конденсатор; 6 — резонатор; 7 — волновод.

нем энергетическом уровне, станут стремиться в область пространства, где поле минимально, т. е. будут фокусировать вокруг оси конденсатора. Молекулы, находящиеся на нижнем энергетическом уровне, устремятся в область пространства, где поле максимально, т. е. будут дефокусироваться. Поэтому пучок молекул, вылетающих из конденсатора вблизи оси, состоит преимущественно из молекул, находящихся на верхнем уровне, т. е. обладает отрицательной температурой.

3. Колебательный контур, настроенный на частоту переходов между уровнями молекул. В отличие от колебательных контуров для низких частот, состоящих из конденсаторов и катушек самоиндукции, колебательный контур для волны длиной ≈ 1 см представляет собой металлический объем с хорошо отражающими волну стенками. Это так называемый объемный резонатор, широко используемый в сантиметровом диапазоне волн.

Пучок молекул, обладающий отрицательной температурой, попадая в объемный резонатор, вызывает в нем колебания на частоте молекулярного перехода. Так как молекулы в моле-

кулярном пучке практически не взаимодействуют между собой, спектральная линия, используемая в молекулярном генераторе, имеет очень малую ширину (1 кГц при частоте колебаний 24 тыс. мГц). Поэтому такой генератор обладает очень высокой стабильностью частоты.

Путем сравнения частоты молекулярных генераторов было установлено, что она изменяется за секунду не более чем на несколько единиц тринадцатого десятичного знака. Однако при длительном сравнении частот генераторов удалось выявить зависимость частоты от различных факторов: значения собственной частоты колебательного контура, интенсивности молекулярного пучка, напряжения на сортирующей системе и т. д. Была развита теория, позволяющая объяснить указанную зависимость частоты.

На основании теории и эксперимента в последнее время в Физическом институте имени П. Н. Лебедева предложен метод настройки генераторов, при котором частоты двух независимых генераторов могут быть сделаны равными друг другу с точностью до единицы десятого десятичного знака. Это означает, что если колебания генератора использовать в качестве стабильного элемента («маятника») часов, то ошибка таких часов будет не больше чем 1 секунда за 300 лет непрерывной работы.

Ведутся работы по дальнейшему повышению стабильности частоты молекулярных генераторов. В институте развиты методы повышения стабильности частоты молекулярных генераторов путем использования пучков, в которых молекулы имеют скорости малые по сравнению с тепловыми скоростями при комнатной температуре. Расчет показывает, что с помощью таких систем можно в 10—100 раз повысить стабильность частоты молекулярных генераторов.

Общий вид молекулярного генератора показан на рисунке 3.

Наряду с молекулярным генератором значительное развитие для измерения частот и времени получил другой прибор, основанный на квантовых переходах атомов цезия, — так называемый цезиевый стандарт частоты. В отличие от молекулярного генератора он не является источником радиоколесаний. В цезиевом стандарте частоты с помощью атомного пучка удается получить очень узкую спектральную линию, которая используется для измерения частоты стабильного кварцевого генератора. Точность хода часов, использующих линию цезия, имеет в настоящее время тот же порядок, что и точность часов, использующих молекулярный генератор.

Молекулярные генераторы обладают рядом преимуществ по сравнению с цезиевыми стандартами частоты. Эти преимущества заключаются в очень высокой стабильности частоты молекулярных генераторов за короткие отрезки времени.

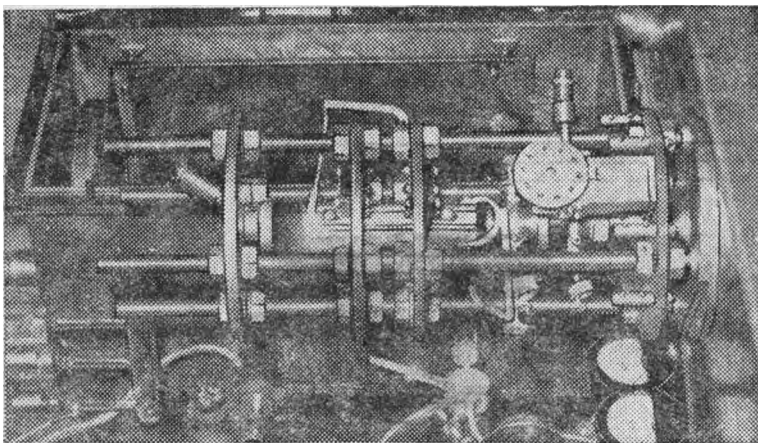


Рис. 3. Общий вид молекулярного генератора

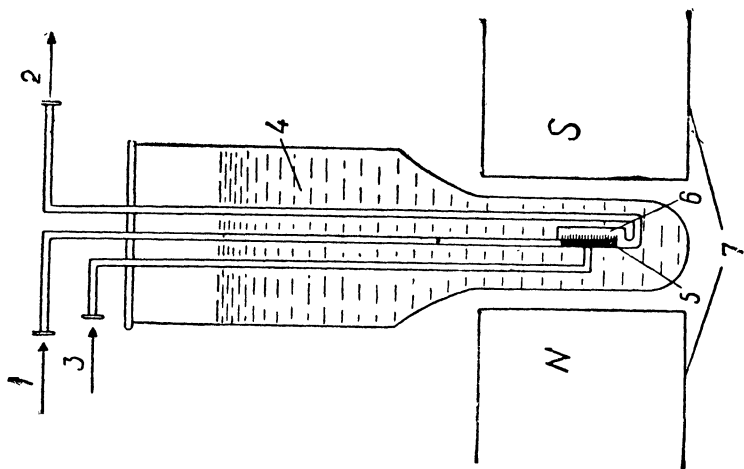


Рис. 4. Схема устройства парамагнитного усилителя:

1 — вход усилителя; 2 — выход усилителя; 3 — вспомогательное излучение; 4 — жидкий гелий; 5 — парамагнитное вещество; 6 — замедляющая система; 7 — полюса магнитов.

Построены генераторы, которые сохраняют свою частоту за короткие отрезки времени со значительно более высокой точностью, чем та, с которой мы умеем настраивать их частоту спектральной линии.

Проблема создания усилителей, использующих квантовые системы с отрицательной температурой, тесно связана с проблемой молекулярных генераторов. Однако если в случае генераторов стремятся получить возможно более стабильную частоту, т. е. используют узкие спектральные линии, усилители должны обладать возможно более широкой полосой пропускания. Поэтому в качестве рабочего вещества в молекулярных

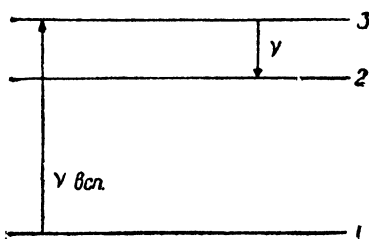


Рис. 5. Трехуровневая квантовая система.

усилителях применяются кристаллы, содержащие парамагнитные ионы. При помещении таких кристаллов во внешнее магнитное поле, как это было впервые показано Е. К. Завойским, можно наблюдать спектральные линии, связанные с переориентацией спинов парамагнитных ионов. Эти линии имеют значительную шири-

ну, что позволяет создать достаточно широкополосные усилители. Частота усилителей легко может перестраиваться при изменении напряженности внешнего магнитного поля.

Схема усилителя приведена на рисунке 4. Усиливаемая волна пропускается через среду с отрицательной температурой и при этом за счет квантов индуцированного излучения мощность волны увеличивается по мере прохождения ее через рабочее вещество усилителя (рубин).

Для получения отрицательной температуры в парамагнитных кристаллах используется вспомогательное излучение, частота которого должна быть больше частоты усиливаемого сигнала.

Действие вспомогательного излучения поясняется рисунком 5. В термодинамическом равновесии число ионов падает с ростом их энергии, причем разность числа ионов на двух различных энергетических уровнях увеличивается с уменьшением температуры образца. При температуре $T = 0$ все ионы будут находиться на самом нижнем энергетическом уровне.

Если на образец со схемой уровней, изображенной на рисунке 5, действовать излучением, частота которого вызывает переходы между 1-м и 3-м уровнями, то при большой интенсивности излучения, достаточной для достижения эффекта насыщения между этими уровнями (т. е. число ионов на

1-м и 3-м уравнивается), может возникать отрицательная температура между уровнями 3-м и 2-м или 2-м и 1-м.

Обычно величина усиления при прохождении через 1 см среды с отрицательной температурой мала, и поэтому для получения усиления, например, в 100 раз, нужно брать систему длиной порядка нескольких метров, что практически неудобно. Для сокращения размеров используют резонаторы или так называемые замедляющие системы, в которых групповая скорость усиливаемой волны замедляется в 100 раз, что позволяет соответственно уменьшить размеры системы.

Парамагнитные усилители могут работать при температурах жидкого гелия ($T = 4,2^\circ \text{K}$).

Шумы в молекулярных усилителях, работающих при достаточно низкой температуре, обусловлены спонтанным излучением возбужденных ионов. Температура шумов спонтанного излучения определяется частотой усиливаемого сигнала и для волн сантиметрового диапазона составляет несколько градусов Кельвина.

Приемники сантиметрового диапазона волн имеют шумовую температуру в несколько тысяч градусов, т. е. применение молекулярных усилителей в принципе позволяет получить выигрыш в 1000 раз. Однако на практике этот выигрыш значительно меньше, что связано с наличием шумов антенны, излучением атмосферы, Галактики и т. д.

Наряду с молекулярными усилителями за последнее время получили развитие так называемые параметрические усилители, в которых «отрицательные потери» в колебательном контуре происходят за счет модуляции параметров этого контура внешней силой на частоте, отличной от частоты усиливаемого сигнала. В качестве элемента для модуляции в параметрических усилителях используются либо емкость полупроводниковых диодов, либо индуктивность со специальными ферритовыми кристаллами. Эти усилители тоже позволяют получить значительный выигрыш в чувствительности в дециметровом и сантиметровом диапазонах волн.

Последовательное рассмотрение действия параметрических усилителей требует также привлечения законов квантовой механики. Это относится, например, к рассмотрению обусловленных спонтанным излучением шумов, которые также имеются в параметрических усилителях.

Итак, развитие квантовой радиофизики позволило решить две важнейшие задачи радиотехники: существенно повысить стабильность частоты генераторов и сильно увеличить чувствительность приемников в сантиметровом и дециметровом диапазонах волн.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что успехи квантовой радиофизики тесно связаны с достижениями радиоспектроско-

пии, которые послужили надежным фундаментом для развития этого нового раздела науки.

В настоящее время ведется работа по использованию индуцированного излучения квантовых систем с отрицательной температурой для генерации и усиления субмиллиметровых, инфракрасных и оптических волн.

В конце 1960 и в начале 1961 года были созданы первые квантовые генераторы в оптическом и инфракрасном диапазоне волн.

В заключение коротко остановимся на тех задачах, которые могут быть поставлены и решены в связи с развитием квантовой радиофизики.

Созданные в настоящее время приемники, использующие молекулярные усилители, позволяют в земных условиях при хороших антеннах получить выигрыш в чувствительности по сравнению с обыкновенными приемниками до 100 раз. Выигрыш будет еще более значительным, если удастся вынести антенны за пределы земной атмосферы (например, поместить на спутнике Земли). Такое значительное увеличение чувствительности открывает большие возможности для радиолокации, радионавигации, космической связи и ряда других областей техники.

Использование молекулярных усилителей в радиоастрономии сильно расширяет пределы вселенной, доступные для наблюдений с помощью радиотелескопов. Особенно интересно применение молекулярных усилителей для наблюдения линии излучения метагалактического водорода, лежащей в диапазоне 21 см, с целью изучения красного смещения этой спектральной линии.

Повышение чувствительности радиотелескопов позволяет поставить работы по обнаружению излучения различных химических соединений и радикалов, которые могут иметься в незначительном количестве в космическом пространстве.

Высокая точность молекулярных и атомных часов позволяет значительно повысить точность радиолокационных и радионавигационных приборов, в том числе тех, которые будут применяться в межпланетной навигации. Открываются новые пути исследования ионосферы.

Благодаря высокой точности молекулярных и атомных стандартов частоты выявилась возможность совершенно новому поставить вопрос об изучении движения небесных тел, так как астрономы получили в свое распоряжение часы, ход которых не связан с этим движением. В результате уже удалось обнаружить и приступить к изучению неравномерности вращения Земли. Начаты работы по сравнению астрономических часов с атомными и молекулярными.

Высокая относительная стабильность частоты молекулярных генераторов позволяет приступить к экспериментальной

проверке выводов общей теории относительности о зависимости скорости хода часов от гравитационного потенциала. Если для проверки теории относительности использовать искусственный спутник Земли, на котором поместить молекулярный генератор, то можно получить изменение частоты в несколько герц по сравнению с генератором, расположенным на Земле. Такое изменение частоты вполне может быть наблюдаемо с помощью существующих в настоящее время генераторов. Однако практическое осуществление этого опыта встречает серьезные трудности, что в первую очередь связано с большим изменением частоты из-за значительной скорости движения спутника (эффект Допплера первого порядка). Смещение частоты, обусловленное движением спутника, в десятки и сотни тысяч раз больше гравитационного изменения частоты. Предложен ряд схем компенсации эффекта Допплера с высокой точностью, и в настоящее время имеются все предпосылки для начала работы по экспериментальной проверке общей теории относительности.

Создание монохроматических источников излучения света открывает широкие возможности, так как они позволяют получать остро направленные пучки излучения. Проведенные опыты показали, что на расстоянии 70 км можно получить световое пятно размером около 60 м, видимое днем невооруженным глазом. Эффективная температура таких источников равна 10^{10} градусов, то есть ярче Солнца в миллион раз.

Излучение от квантовых генераторов может быть сфокусировано на площадку с размерами порядка длины волны излучения; при этом создается большая концентрация энергии и огромное световое давление.

Возможность генерирования оптических частот открывает широкие перспективы для связи, локации, навигации и т. д. Например, используя канал связи в оптическом диапазоне, можно одновременно передать в принципе до 10 тыс. телевизионных программ.

Возможности, открываемые квантовой радиофизикой, привлекли внимание большого числа ученых и инженеров. Многие институты ведут разработку и внедрение квантовых приборов. Все это позволяет надеяться, что квантовая радиофизика уже в ближайшее время поможет решить многие проблемы, которые сейчас стоят перед наукой и техникой.

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

<i>РЫТОВ С. М.</i> О некоторых релятивистских явлениях в астро- навигации	3
<i>МИЛЛЕР В. В.</i> Общая теория относительности и эффект Моссбауэра	17
<i>БАСОВ Н. Г., ПРОХОРОВ А. М.</i> Квантовая радиофизика . . .	33

Авторы

Сергей Михайлович Рытов

Владимир Викторович Миллер

Николай Геннадиевич Басов

Александр Михайлович Прохоров Обложка художника **А. Г. Ординарцев**

Редактор **И. Б. Файнбойм**

Техн. редактор **Л. Е. Атрощенко**

Корректор **З. С. Патеревская**

А 00200. Подписано к печати 22/V 1961 г. Тираж 56 000 экз. Изд. № 99.
Бумага 60×92¹/₁₆—1,5 бум. л.=3 печ. л. Учетно-изд. 2,66 л. Заказ № 1309.

Цена 9 коп.

Типография изд-ва «Знание»,

9 қап.