что же делается с монохроматическим светом, если его прерывают, теория световых квантов все же не давала ясного ответа. Этот вопрос, мне кажется, нужно было бы рассматривать в связи с квантовой теорией спектральных аппаратов.

ДЕСЯТАЯ ЛЕКЦИЯ

(13.V 1933 г.)

Модуляция частоты. Некоторые задачи из области интерференции света. Задача о распространении радиоволн по поверхности Земли. Оптический вентиль

Рассмотрим вопрос о *модуляции частоты*, который в последнее время приобрел интерес не только для беспроволочной телеграфии, но также и для оптики.

Пусть мы имеем маятник, длина которого (или сила тяжести) периодически и достаточно медленно изменяется с течением времени. Аналогичную систему можно осуществить и для электрических колебаний, если у электрического контура периодически изменять самоиндукцию или емкость. Период маятника, зависящий от длины, будет в этом случае изменяться во времени и, следовательно, колебания не будут гармоническими, так как гармонические колебания — это колебания по закону $a \sin (nt + \gamma)$, где n — постоянная. Если же n, как в нашем случае, является функцией времени, то это уже не гармонические колебания.

Частота колебаний в нашем случае будет $\sqrt{\frac{g}{l}} = f(t)$, она — функция времени. Часто колебания с такой частотой записывают в виде

$$y = a \sin (f(t) \cdot t + \gamma),$$

что, конечно, неправильно. Как же правильно написать выражение для колебаний с переменной частотой? Чтобы решить это, обратимся к школьному изложению вопроса о гармонических колебаниях, как о движении проекции точки, движущейся равномерно по кругу. Координата y выразится, как $y = a \sin \varphi$, где φ — полярный угол точки, a — радиус круга. Число оборотов в единицу времени равно $\dot{\varphi}/2\pi$, а циклическая частота n равна $\dot{\varphi}$. Если $\dot{\varphi}$ постоянна, то $\varphi = nt + \text{const}$ и мы имеем обычное гармоническое колебание.

Если же $\varphi = f(t)$ — функция времени, то

$$\varphi = \int_0^t f(t)\,dt + \text{const}$$

и

$$y = a\sin\left(\int_0^t f(t)\,dt + \text{const}\right).$$

Это и есть выражение для колебания с переменной частотой $n = f(t)$. Мы видим из этого рассуждения, что изображать колебание с этой частотой как $a\sin(f(t)\cdot t + \text{const})$ — это значит делать такую же ошибку, как если для неравномерного движения написать $s = v(t)\cdot t$, а не $s = \int v(t)\,dt$.

Если, например, мы рассматриваем явление Зеемана (или явление Штарка) в переменном магнитном (или переменном электрическом) поле, то частота излучаемого при этом света будет

$$n = n_0 + b\cos\omega t. \tag{59}$$

Это значит, что колебания в этом свете будут

$$y = a\sin\left(n_0 t + \frac{b}{\omega}\sin\omega t + \text{const}\right). \tag{60}$$

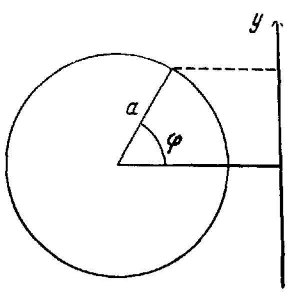

Рис. 23

Что мы будем наблюдать, если такие колебания действуют на спектральный аппарат, зависит от свойств этого аппарата [1].

Вопрос о применении частотной модуляции в радиотехнике одно время стоял довольно остро, так как думали, что частотная модуляция выгоднее, чем амплитудная. При амплитудной модуляции приемник должен принимать довольно широкую область частот. Думали, что, применяя частотную модуляцию, можно сузить необходимую для приема область частот и таким образом «сэкономить место в эфире», т. е. увеличить число работающих без взаимных помех станций в данном частотном интервале. Конечно, это было недоразумением.

Сторонники этого взгляда рассуждали так. Пусть приемник имеет острую резонансную кривую. Тогда очень маленькие изменения частоты передающей станции вызовут большие изменения амплитуды колебаний в приемнике. Но это неверно, так как резонансная кривая характеризует колебательную систему для уста-

[1] См. *М. Дивильковский.* ЖЭТФ, 7, 650, 1937.

новившегося режима. Это часто забывают и упускают из виду скорость установления этого установившегося режима. Чтобы приведенное рассуждение было верно, нужно вести радиопередачу очень медленно, так как если резонансная кривая острая, если прибор селективен, то время установления стационарного режима велико, и это время тем больше, чем прибор селективнее.

Чтобы правильно решить вопрос о том, что будет при действии частотно-модулированного колебания (60) на резонатор, надо разложить это колебание в ряд, в сумму чисто синусоидальных членов. При этом, как и для амплитудной модуляции с частотой ω, в разложении получаются частоты n, $n \pm \omega$, а сверх того и частоты $n \pm 2\omega$, $n \pm 3\omega$, ... Итак, в указанном отношении (ширина спектра) частотная модуляция никакой выгоды не дает.

В первой лекции я указал ряд других вопросов оптики, которые могут привести к парадоксам. Наиболее простые из них — это вопросы, связанные с отражением, преломлением и интерференцией света.

Пусть на тонкую прозрачную пластинку нормально падает плоская волна. Пусть толщина пластинки подобрана так, что волны, отразившиеся от ее верхней и нижней граней, имеют разность хода в полволны ($\lambda/2$). При этом волны, отраженные от верхней и нижней граней, будут уничтожать друг друга, отражения от пластинки не будет, весь свет пройдет. Предположим теперь, что нижняя поверхность пластинки граничит с идеальным проводником (идеальным зеркалом). В этом случае мы получим явное противоречие с законом сохранения энергии: волна падает, но не отражается и не проходит и не абсорбируется.

Здесь дело в том, что для качественного объяснения явления в отсутствие идеального зеркала достаточно было ограничиться двумя интерферирующими лучами. На самом деле число лучей, отражающихся от нижней и верхней поверхностей пластинки, бесконечно велико. Чтобы получить правильный результат, нужно просуммировать действие всех этих лучей.

При наличии же зеркала необходимо учесть все бесконечное число лучей, отражающихся на обеих поверхностях пластинки, так как в этом случае ряд, сумма которого дает действие всех лучей, сходится медленно и первые его два члена уже не дают хорошего приближения. Результирующая амплитуда отраженного света, получающаяся путем суммирования этого ряда (представляющего собой геометрическую прогрессию), равна в этом случае

$$A = \frac{re^{-i\frac{\delta}{2}} - e^{i\frac{\delta}{2}}}{e^{-i\frac{\delta}{2}} - re^{i\frac{\delta}{2}}},$$

где r — коэффициент отражения от первой (верхней) поверхности, а δ — запаздывание по фазе при однократном прохождении пластинки. Амплитуда падающего света принята за единицу. Легко видеть, что $|A| = 1$, т. е. независимо от толщины пластинки весь свет отражается, так что никакого противоречия нет.

Возьмем теперь находящуюся в воздухе прозрачную пластинку такой толщины, чтобы она ничего не отражала (это всегда можно сделать). За ней вплотную поставим вторую такую же пластинку, за второй третью и т. д. до бесконечности. Мы получим полупространство, заполненное стеклом, которое не будет отражать света. Между тем обычно утверждают, что из уравнений Максвелла вытекает наличие отражения на границе двух сред.

Здесь дело в том, что последнее утверждение неправильно. Неправильно, что формулы Френеля для коэффициента отражения получаются *только из уравнений* Максвелла. При их выводе делается *дополнительное* предположение, что имеются только *три* волны: падающая, отраженная и преломленная. В нашем же случае с одной пластинкой и с их совокупностью мы заранее предполагаем наличие *четырех* волн: двух в первой среде и двух во второй. Из различных предположений получаются и разные результаты.

Какое мы имеем основание предполагать при обычном выводе наличие только трех, а не четырех волн? Если мы имеем пластинку из абсолютно непоглощающего материала, абсолютно точно сделанную, гладкую и плоскопараллельную, то физические явления в ней соответствовали бы предположению о наличии четырех волн, как бы толста ни была пластинка. Но поскольку в реальных случаях всегда имеются поглощение и шероховатости, то при большой толщине пластинки реальному случаю отвечает предположение о наличии трех, а не четырех волн.

С только что разобранным вопросом связаны вопросы о роли запаздывающих и опережающих потенциалов в электродинамике. Им в свое время была посвящена полемика между Ритцем и Эйнштейном [1].

Остановимся еще на одном вопросе, связанном с беспроволочной телефонией. Сопоставление распространения радиоволн с вопросами оптики совершенно естественно, ибо речь идет о распространении электромагнитных волн, отличающихся от оптических только своей длиной. Но как раз эта разница и может повести к ошибкам, если формулы из одной области некритически переносить в другую.

Задача о распространении радиоволн вдоль земной поверхности, рассматриваемой как плоская, была поставлена 30 лет

---

[1] *W. Ritz.* Phys. Zs., 9, 903, 1908; *A. Einstein.* Phys. Zs., 10, 224, 1909.

тому назад. Эту довольно сложную задачу решил Зоммерфельд. Почему же понадобилось решение новой сложной теоретической задачи для случая, когда происходит отражение и преломление электромагнитных волн на плоской границе двух сред? Ведь, казалось бы, можно было воспользоваться формулами Френеля, известными из оптики.

Разница здесь в относительных размерах. В то время в радиотелеграфии работали с волнами длиннее 100 *м* и источник излучения находился над землей на расстоянии, малом или сравнимом с длиной волны. В оптике же это не так: формулы Френеля выведены для падения плоской волны и применимы поэтому только в том случае, если расстояние от источника излучения до границы раздела очень велико по сравнению с длиной волны. Если отказаться от этого ограничения, то и получаются формулы Зоммерфельда. Если сделать опыт со световыми волнами в таких условиях, что расстояние источника от границы раздела невелико по сравнению с длиной волны, то получаются результаты, согласные с решением Зоммерфельда [1].

Ряд вопросов возникал в связи с термодинамикой излучения. Релей обратил внимание на приспособление, которое можно назвать световым вентилем [2]. Чтобы понять его устройство, рассмотрим сначала аналогичное устройство, но не обладающее вентильным действием. Возьмем два николя, поставленные на пути луча света так, что их главные плоскости повернуты под углом 45° друг к другу. Между ними поставим слой вещества, обладающего естественным вращением плоскости поляризации, например

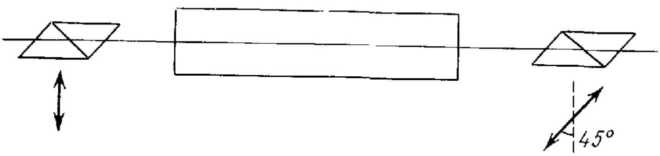

Рис. 24

слой раствора сахара, и возьмем его такой толщины, чтобы поворот плоскости поляризации света, прошедшего сквозь него, составил 45°. Через такое приспособление свет будет проходить так же, как если бы плоскости николей были параллельны друг другу, а слой не обладал бы вращательной способностью. Это будет получаться независимо от направления луча как при про-

[1] См. т. I, статья 20.

[2] *Релей*. Sci. Pap., т. IV, стр. 555; Nature, LXIV, 577, 1901.

пускании света в одну сторону, так и при пропускании в другую, так как знак угла поворота плоскости поляризации естественно вращающих тел меняется при изменении направления луча; вращение определяется правилом правого (или левого) винта.

Иначе будет обстоять дело, если вращение плоскости поляризации в слое между николями вызывается не наличием естественной вращательной способности в его веществе, а статическим *магнитным* полем, направленным по лучу, скажем, от первого николя ко второму (явление Фарадея). В этом случае направление поворота плоскости поляризации определяется не направлением луча, а направлением магнитного поля. Поэтому если величина магнитного поля подобрана так, что при распространении света от николя *I* к николю *II* плоскость поляризации повернется на 45° и свет пройдет через николь *II*, то при луче обратного направления, при распространении от николя *II* к николю *I*, плоскость поляризации повернется на 45° в ту же сторону, что и в первом случае, и свет не пройдет через николь *I*.

Такое устройство будет пропускать свет только в одном направлении, оно представляет собой *световой вентиль*.

В. Вин думал, что, используя этот световой вентиль, можно прийти к противоречию со вторым началом термодинамики [1]. Он рассуждал так. Пусть в адиабатической оболочке помещены два одинаково нагретых тела и между ними — световой вентиль.

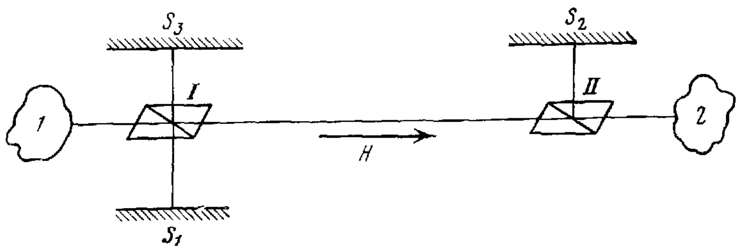

Рис. 25

Свет, излученный телом *1*, падает на николь *I*. Половина падающей энергии J, т. е. $\frac{1}{2}J$, проходит через николь, а другая половина, испытав полное внутреннее отражение в николе, возвращается зеркалом S_1 к телу *1* (применяя зеркало, мы можем не учитывать нагревания николя). Другая половина энергии $\frac{1}{2}J$, прошедшая николь, пройдет затем полностью через николь *II*

[1] *W. Wien*. Rapp. Congr. Int. de Phys. Paris, 1900, т. II, стр. 29.

и поглотится телом *2*. Свет же, посланный телом *2*, не пройдет через световой вентиль. Половина излученной этим телом энергии J, равная $\frac{1}{2} J$, испытав в николе II полное внутреннее отражение и отразившись от зеркала S_2, вернется к телу *2*. Другая половина энергии пройдет николь II, пройдет вращающую среду, испытав при этом поворот плоскости поляризации на 45°, и поэтому не сможет пройти через николь I, а претерпит в нем полное внутреннее отражение. Добавочным зеркалом S_3 она будет отражена обратно и после полного внутреннего отражения в николе I вернется к телу *2*.

Таким образом, тело *1* получит энергию $\frac{1}{2} J$, а тело *2* — энергию $\frac{3}{2} J$ и будет нагреваться в противоречии со вторым началом термодинамики.

Конечно, сам В. Вин не думал, что здесь может нарушаться второе начало термодинамики, но он считал, что компенсация нагревания тела *2* будет получаться за счет каких-то неизвестных процессов, связанных с нагреванием вещества, в котором происходит магнитное вращение плоскости поляризации, так что уменьшения энтропии в противоречии со вторым началом не будет. Однако Релей указал на элементарную ошибку в рассуждении В. Вина[1]. Свет от второго тела, возвращающийся к нему обратно после отражения от николя I, испытает при прохождении вращающегося слоя еще один поворот на 45° и поэтому не пройдет через николь II, а испытав в нем полное внутреннее отражение, вернется (если поставить еще одно зеркало напротив S_2) к телу *1*. Таким образом, второе начало термодинамики не нарушается и нет надобности искать какие-то неизвестные явления, вызывающие компенсацию[2].

[1] *Релей*. Sci. Pap., т. IV, стр. 555, 1901.

[2] [Парадокс В. Вина, таким образом, кажущийся. Все же случай тел с магнитным вращением плоскости поляризации — в известном смысле особый случай в термодинамике излучения. Дело в том, что доказательство законов Кирхгофа для излучения, исключающих возможность противоречий со вторым началом, основано на электродинамической теореме взаимности. Обычное доказательство основано, как известно, на теореме взаимности геометрической оптики (см., например: *Г. Лоренц*. Лекции по теории излучения, гл. I, § 9). Можно, однако, провести вывод законов Кирхгофа, не пользуясь геометрической оптикой, а применяя теорему взаимности в ее общей формулировке. Между тем для тел с магнитным вращением плоскости поляризации теорема взаимности не верна, и поэтому основанное на ней доказательство законов Кирхгофа в этом случае неприменимо.

Законы излучения, заменяющие для гиротропных тел обычные законы Кирхгофа, удалось получить лишь в последнее время, опираясь на так называемую флуктуационно-диссипационную теорему (см. *М. Л. Левин* и *С. М. Рытов*. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике, гл. V. М., Изд-во «Наука», 1967).]