

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ЯВЛЕНИЕ ДОППЛЕРА-ФИЗО И МОЛЕКУЛЯРНОЕ ДВИЖЕНИЕ***Г. С. Ландсберг*

Хорошо известно, что явление Допплера-Физо, обусловленное молекулярным движением частиц газа, является одной из причин уширения спектральных линий. При небольших давлениях светящегося газа (доли миллиметра) эффект Допплера-Физо является обычно главной причиной такого расширения. Известно, что при работе с интерференционными приборами высокой разрешающей силы применяют источники, где светящийся газ имеет возможно низкую температуру, или используют свечение частиц, летящих по одному направлению (молекулярный пучок), перпендикулярному к направлению наблюдения, для того, чтобы свести к минимуму эффект Допплера-Физо.

В научной литературе неоднократно поднимался вопрос о влиянии молекулярного движения частиц, составляющих зеркало, на ширину линий света, испытывающего отражение от этого зеркала. В основе явления отражения (регулярного или диффузного) лежит процесс рассеяния световых волн атомами, составляющими зеркало. Поэтому высказывалось предположение, что отражение монохроматического света должно сопровождаться расширением линий вследствие эффекта Допплера при рассеянии беспорядочно движущимися атомами зеркала.

Неоднократно производились специальные опыты для изучения этого явления, причём использовались оптические приёмы, характеризующиеся весьма высокой разрешающей силой. Экспериментальные исследования этого рода выполнялись в лабораториях, пользующихся заслуженной известностью. Так В. Румп¹ в лаборатории Дж. Франка произвёл обширное исследование уширения линий при рассеянии света атомами ртутного пара при низком и высоком давлении (зеркальное отражение), а также при отражении от алюминиевого зеркала. Для анализа монохроматичности света, источником которого служила резонансная ртутная лампа ($\lambda = 2536,7 \text{ \AA}$), Румп использовал поглощение света в абсорбционном сосуде, наполненном парами ртути, температура которых совпадала с температурой резонансной лампы. Когда свет первичной резонансной лампы рассеивался более горячими парами ртути вторичной лампы, то этот рассеянный свет плохо поглощался в абсорбционном сосуде. Таким образом было установлено уширение линий рассеянного света, соответствующее эф-

фекту Допплера на атомах ртути, обладающих более быстрым тепловым движением. Однако, когда, нагревая вторичную лампу, довели плотность пара в ней до значения, соответствующего зеркальному отражению (Вуд), то свет, отражённый от столь плотного и горячего пара, хорошо поглощался в абсорбционном сосуде, т. е. характеризовался шириной линии, соответствующей первичной лампе. Точно так же никакого уширения линий не было замечено и при отражении света от алюминиевого зеркала, хотя тепловые скорости лёгких атомов алюминия значительно больше, чем атомов ртути, и ожидаемое расширение должно было бы почти в три раза превосходить расширение при рассеянии от ртутного пара.

Этим же вопросом занимались в первоклассной оптической лаборатории Жана Кабанна как сам Кабани², так и некоторые его ученики (Рокар, Ротшильд³). С помощью интерференционных приборов высокой разрешающей силы они изучали влияние отражения от полированных материалов (стекло, серебро, золото) и от матированных поверхностей (фарфор, дерево, бумага). Недавно Руа и Гобер⁴ попытались обнаружить влияние эффекта Допплера при двадцатипятикратном отражении от зеркала, причём применялся тщательный фотометрический анализ интерференционной картины, получаемой с эшелонном Майкельсона. Результат этих опытов, равно как и всех предыдущих, оказывался неизменно отрицательным. Кажется весьма удивительной постановка специальных опытов по влиянию эффекта Допплера при отражении. Если бы таковое имело место, то оно должно было бы сказаться на работе интерференционных приборов. При работе с эталоном Фабри-Перо или пластинкой Люммера-Герке наблюдается интерференция многократно отражённых от серебра или стекла лучей, и, конечно, если бы эффект Допплера при этом имел место, то приборы эти не могли бы исполнять своего назначения.

Таким образом, отсутствие влияния отражения на длину волны отражённого света не возбуждает сомнения, и вопрос может лишь ставиться о теоретических основаниях этого результата.

В недавней работе Вольферса⁵ сделана попытка такого анализа, приведшая автора к странным и неожиданным выводам. Вольферс рассматривает влияние, оказываемое эффектом Допплера при рассеянии света одним резонатором, и получает общие формулы для этого случая. Затем, исходя из обоснованного опытом отсутствия эффекта, он ищет условие, при котором его формулы приводят к такому результату, и приходит к выводу, что тепловые скорости должны иметь на поверхности зеркала лишь слагающие, параллельные этой поверхности. Автор пытается сделать свой вывод более приемлемым, полагая, что тепловые волны в теле образуют узел на его поверхности.

Рассуждения Вольферса основаны на недоразумении, связанном с тем обстоятельством, что при решении задачи об отражении света от поверхности зеркала он ведёт рассуждение для одного единственного резонатора.

Между тем Л. И. Мандельштамом⁶ ещё в 1907 г. было показано, что при учёте действия совокупности резонаторов, расстояние между которыми мало по сравнению с длиной волны, рассуждения с отдельными резонаторами приводят к ошибочным заключениям. Так, рассуждение Рэлея о нарушении когерентности волн, рассеиваемых молекулами, находящимися в тепловом движении, верно для изолированных молекул и теряет свою силу при рассеянии оптически однородной средой, т. е. средой, в которой можно выделить фиксированные объёмчики, содержащие молекулы, число которых пропорционально объёмчику. В этих случаях надо вести рассуждения для совокупности резонаторов, т. е. среды, а не изолированных молекул.

Наиболее просто подобное рассуждение можно провести, рассматривая тепловое движение молекул в виде тепловых волн, как это впервые сделано Дебаем в его теории удельных теплот. На этом пути мы получаем ответ и о влиянии теплового движения на изменение длины волны (эффект Допплера). Однако в случае конденсированных систем определяющую роль играют не скорости молекулярного движения, а нечто иное.

Для того чтобы сделать этот способ рассуждения применительно к нашей проблеме об отражении на поверхности особенно ясным, напомним вкратце явления, наблюдающиеся при рассеянии в объёме.

Рассеяние на флуктуационных неоднородностях в твёрдом теле (и в жидкости) можно рассматривать^{7,8} как отражение, согласно условию Брэггов, на пространственных решётках, образованных дебаевскими тепловыми волнами. При этом, как известно, мы получаем и эффект изменения длины волны при рассеянии, представляющий влияние эффекта Допплера на движущихся температурных неоднородностях, причём скорость, определяющая эффект Допплера, есть скорость распространения упругих волн. Необходимое соотношение можно получить, рассматривая явление на стоячих волнах (эффект модуляции) или на эквивалентных им бегущих волнах (эффект Допплера). Рис. 1 и 2 поясняют оба способа рассуждения.

Стоячие волны. В рассеянии света длины волны λ по направлению θ принимает участие ультразвуковая волна Λ , длина которой удовлетворяет брэгговскому условию (см. рис. 1) $2\Lambda \sin \frac{\theta}{2} = \lambda$.

Изменение частоты $\nu \left(= \frac{c}{\lambda} \right)$ происходит вследствие модуляции с ультразвуковой частотой $N \left(= \frac{v}{\Lambda} \right)$.

Таким образом, наблюдается изменение частоты

$$\pm \frac{\Delta \nu}{\nu} = \pm \frac{N}{\nu} = \pm \frac{v}{\Lambda} \cdot \frac{\lambda}{c} = \pm 2 \frac{v}{c} \sin \frac{\theta}{2}$$

(дублет Мандельштама-Бриллюэна).

Бегущие волны. Отражение от зеркала, движущегося со скоростью $\pm v$, соответствует движению источника со скоростью $\pm 2v$ по направлению v , т. е. под углом $\alpha = \frac{\pi}{2} - \frac{\theta}{2}$ к направлению наблюдения (рис. 2). Эффект Допплера производит изменение частоты, равное

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\nu}{\nu} &= \pm 2 \frac{v}{c} \cos \alpha = \\ &= \pm 2 \frac{v}{c} \sin \frac{\theta}{2}. \end{aligned}$$

Как тот, так и другой способ рассуждения приводит к эффекту изменения частоты, выражаемому формулой

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \pm 2 \frac{v}{c} \sin \frac{\theta}{2}. (1)$$

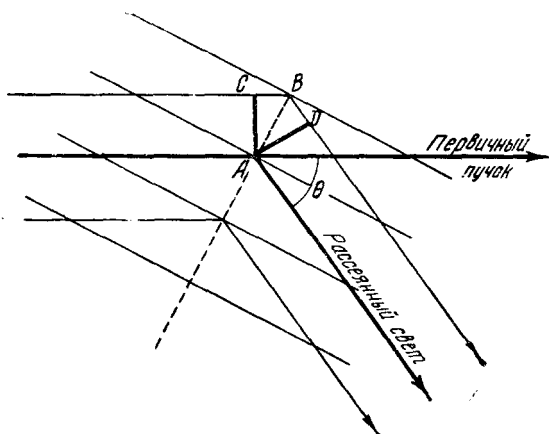


Рис. 1.

Как известно, подобный эффект Допплера, определяемый скоростью упругих волн, неоднократно наблюдался как в твёрдых, так и в жидких телах⁹.

Из формулы (I), в частности, следует, что по направлению пер-

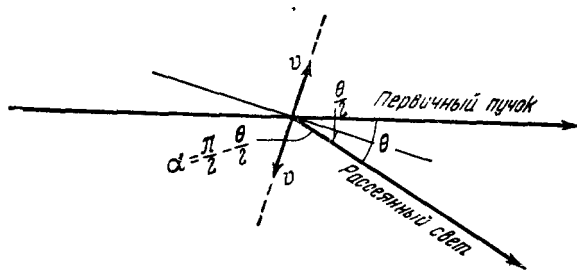


Рис. 2.

вичного луча ($\theta=0$) изменение длины волны наблюдаться не будет:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = 0.$$

Физическая причина этого лежит в том обстоятельстве, что «рассеяние» по первоначальному направлению происходит на упругих волнах,

движущихся перпендикулярно*) к направлению рассеяния.

Влияние теплового движения на отражение от зеркала можно рассмотреть аналогичным образом. Идеальное зеркало под действием теплового движения превращается в слабо-шероховатую поверхность, неровности которой малы по сравнению с длиной световой волны. Полная картина отражения от такой поверхности может быть получена по методу Рэлея, дающему одновременно как регулярное (зеркальное) отражение, так и поверхностное рассеяние.

Поверхность зеркала может быть, по Рэлею¹⁰, описана уравнением**)

$$z = \sum_n \left(a_n \cos n \frac{2\pi}{L} x + b_n \sin n \frac{2\pi}{L} x \right),$$

т. е. представлена в виде ряда Фурье; a_n и b_n — коэффициенты разложения, малые по сравнению с λ ; L — параметр, определяющий линей-

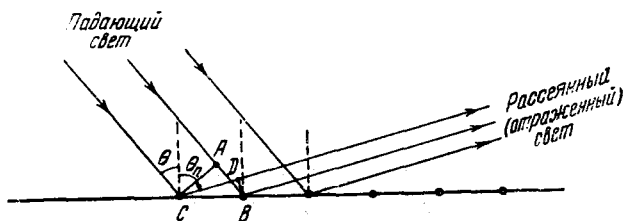


Рис. 3

ные размеры отражающей поверхности, очень велик по сравнению с λ . Таким образом, поверхность зеркала представляется совокупностью синусоидальных решёток различных длин волн $\Lambda_n = \frac{L}{n}$. Плоская световая волна (λ), падающая на эту поверхность под углом θ в плоскости zx , рассеивается по всем направлениям в плоскости падения, причём интенсивность света, идущего в направлении θ_n , определяется значениями соответствующих коэффициентов a_n и b_n .

Каждой из рэлеевских решёток номера n соответствуют диффрактированные лучи, лежащие по обе стороны от зеркально отражённого луча (спектры ± 1 порядка), направление которых θ_n опреде-

*) При описании эффекта Допплера мы использовали обычные формулы, а не формулы теории относительности. Поэтому поперечный эффект Допплера не фигурирует в наших результатах. Величина его, как известно, порядка $\left(\frac{v}{c}\right)^2$, и практически её можно не рассматривать.

**) Мы ограничиваемся задачей рассеяния в плоскости падения zx . Более общий случай, рассеяние во всех азимутах, рассмотрен Л. И. Мандельштамом [Ann. d. Phys. 41, 609 (1913), где $z = f(xy)$ разложено в двумерные гармонические решётки.

ляется из дифракционного условия (см. рис. 3): разность хода $CD - AB = \pm \lambda$ или $\Lambda_n \sin \theta_n - \Lambda_n \sin \theta = \pm \lambda$, где $\Lambda_n = CB$ — период решётки номера n . Итак, направление дифрагированных лучей (θ) задаётся условием

$$\sin \theta_n - \sin \theta = \pm \frac{\lambda}{\Lambda_n} = \pm \frac{\lambda}{L} \cdot n. \quad (II)$$

Регулярное (зеркальное) отражение является частным случаем выражения (II) и соответствует $n = 0$. «Решётка» номера ноль есть $z = a_0$, т. е. плоская поверхность, обеспечивающая зеркальное отражение по направлению θ_0 , которое, согласно (II), соответствует закону отражения ($\theta_0 = \theta$).

Однако свет, отражённый на наших решётках, возникающих вследствие теплового движения зеркальной поверхности, испытывает изменение длины волны, которое, подобно рассмотренному выше случаю объёмного рассеяния, может быть получено или по методу стоячих волн (модуляции) или по методу бегущих волн (эффект Допплера).

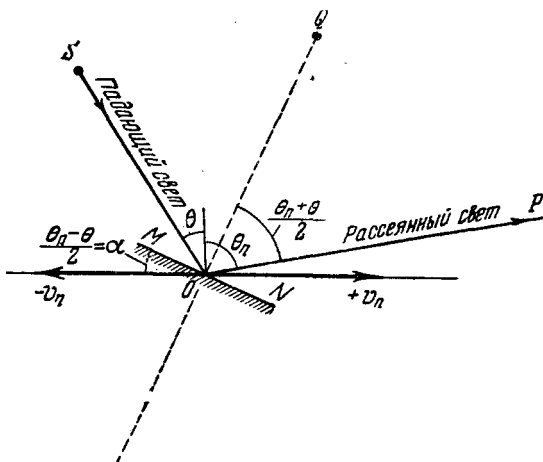


Рис. 4

Стоячие волны. В направлении θ_n свет посылается решёткой Λ_n , имеющей частоту $N_n = \frac{v_n}{\Lambda_n}$, где v_n — скорость поверхностной волны, зависящей, вообще говоря, от частоты. Таким образом модуляция света происходит с частотой

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \pm \frac{N_n}{\nu} = \pm \frac{v_n}{\Lambda_n} \cdot \frac{\lambda}{c} = \pm \frac{v_n}{c} \cdot \frac{\lambda}{L} \cdot n = \pm \frac{v_n}{c} (\sin \theta_n - \sin \theta). \quad (III)$$

Бегущие волны. Рассеяние в направлении θ_n есть отражение от зеркала MN, нормаль которого OQ является биссектрисой

угла SOP (см. рис. 4). Зеркало движется со скоростью $\pm v_n$ вдоль отражающей поверхности. Отражение от движущегося зеркала происходит так, как если бы источник света двигался со скоростью $2v_n \sin \alpha = 2v_n \sin \frac{\theta_n - \theta}{2}$ по направлению нормали к зеркалу, т. е. под углом $\frac{\theta_n + \theta}{2}$ к направлению наблюдений.

Изменение частоты света происходит вследствие эффекта Доплера согласно формулам $\frac{\Delta \nu}{\nu} = \pm \frac{2v_n}{c} \cdot \sin \frac{\theta_n - \theta}{2} \cos \frac{\theta_n + \theta}{2} = \frac{v_n}{c} (\sin \theta_n - \sin \theta)$, совпадающим, конечно, с (III).

Итак, изменение длины волны при отражении от зеркальной поверхности, находящейся в тепловом движении, происходит согласно выражению:

$$\frac{\Delta \nu}{\nu} = \pm \frac{v_n}{c} (\sin \theta_n - \sin \theta).$$

Регулярное (зеркальное) отражение соответствует значению $n = 0$, т. е. происходит по направлению, определяемому условием $\sin \theta_n = \sin \theta$. Ему соответствует $\frac{\Delta \nu}{\nu} = 0$, т. е. для регулярного отражения эффект Доплера отсутствует, как это и подтверждается всеми наблюдениями. В рассеянном свете, по направлениям, отличным от направления регулярного отражения, должно наблюдаться изменение длины волны, обусловленное молекулярным движением (эффект Доплера), определяемое, однако, не скоростью движения отдельных молекул, составляющих зеркало, а скоростью поверхностных волн. Эти последние могут иметь различное происхождение: упругие поперечные волны, капиллярные волны, гравитационные волны. Для интересующего нас случая малых амплитуд и волн небольшой длины последними всегда можно пренебречь. Для поверхности жидкости волны первого типа отсутствуют и остаются лишь капиллярные волны. Для твёрдого зеркала упругие волны могут играть основную роль. Однако наблюдение молекулярного рассеяния на поверхности твёрдого зеркала вряд ли возможно, ибо неизбежные дефекты полировки обуславливают гораздо более сильное «паразитное» рассеяние. Молекулярное же рассеяние на поверхности жидкости вполне доступно наблюдению¹¹. В этом случае скорость капиллярных волн выражается:

$$v_n = \left(\frac{2\pi K}{\rho + \rho'} \right)^{1/2} (\Lambda_n)^{-1/2},$$

где K — капиллярная постоянная, ρ — плотность жидкости, ρ' — плотность газа над нею, т. е. величина, которой можно пренебречь по сравнению с ρ .

Из соотношения (II) имеем $\Lambda_n = \frac{\lambda}{\sin \theta_n - \sin \theta}$, так что

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \pm \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2\pi K}{\varepsilon} \cdot \frac{(\sin \theta_n - \sin \theta)^3}{\lambda}}$$

Например, при наблюдении света, рассеянного поверхностью ртути под углом $\theta_n = 45^\circ$, при нормальном падении света ($\theta = 0$), полагая $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, $K = 500 \text{ эрг/см}$, $\rho = 13,6 \text{ г/см}^3$, $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/сек.}$, получим: $\frac{\Delta\nu}{\nu} = \pm 4 \cdot 10^{-8}$, т. е. величину, недоступную наблюдению, особенно если принять во внимание слабость рассеянного света.

Как известно¹², интенсивность поверхностно-рассеиваемого света может быть значительно усилена, если вести наблюдение на поверхности раздела двух жидкостей вблизи температуры их смешения. Однако при этом K стремится к нулю, а следовательно, и скорость капиллярных волн и доплеровское смещение стремятся к нулю.

ПРИМЕЧАНИЕ ПРИ КОРРЕКТУРЕ

Эта заметка была написана, когда появились две публикации, посвященные этому же вопросу: R. Lennuier, C. R., 226, 708, 1948 и J. Cabannes, C. R., 226, 710, 1948. Оба автора проводят теоретический анализ явления, сходный в принципе с изложенным в моей заметке, и приходят к выводам, полученным мною. Можно надеяться, что таким образом будет положен конец бесполезным опытам и дебатам, которые тянутся довольно давно.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. Rump, Zeits. f. Phys. XXIX, 196 (1924).
2. J. Cabannes, La diffusion moleculaire, стр. 84 (1929).
3. I. Rocard et Rotschild, C. R. 186, 313 (1928).
4. J. Roig et J. Gobert, C. R. 221, 620 (1945).
5. Wolfers, Journ. de Physique, VIII, 14 (1947).
6. L. Mandelstam, Ann. d. Phys. IV, 23, 626 (1907).
7. Л. И. Мандельштам, Ж. Р. Ф. X. О. ч. физ. 58, 381 (1926).
8. L. Brillouin, Ann. de Physique 9, XVII, 88 (1922).
9. E. Gross, Zeits. f. Phys. 63, 685. (1930); Nature 126, 201, 400, 603 (1930).
10. Rayleigh, Sci. Papers 5, 398.
11. V. Ramana. L. Ramdas, Proc. Roy. Soc. (A) 108, 561; 109, 150; 272 (1925).
12. L. Mandelstam, Ann. d. Phys. 41, 609 (1913); Ф. С. Барышанская, Ж. Э. Т. Ф. VII, 51 (1937).