

БАЛАНС ЭНЕРГИИ В НЕКОТОРЫХ СЛУЧАЯХ
НЕКОМПЛАНАРНОГО ОТРАЖЕНИЯ

При энергетической интерпретации явления отражения и преломления плоских волн, основанной на анализе формул Френеля и формулы для вектора потока энергии (вектора Пойнтинга), возникает ряд затруднений. Они встречаются при рассмотрении отражения как однородных, так и неоднородных волн, особенно в тех случаях, когда направление распространения близко к скользящему или же волны переходят границу поглощающих сред [1—4]. Эти проблемы до сих пор остаются дискуссионными и в последнее время предложено несколько новых вариантов их решения [2, 3], которые, однако, насколько нам известно, основаны на анализе частного случая двумерного (компланарного) отражения. Изучение трехмерного (некомпланарного) случая [5, 6] дает возможность подойти к этому кругу вопросов с более общих позиций. В данной работе выясняются некоторые особенности энергетической интерпретации некомпланарного отражения на границе прозрачных сред в тех частных случаях, когда фазовые, или амплитудные нормали падающей и преломленной волн параллельны плоскости раздела сред, т. е. являются скользящими.

Будем рассматривать такие падающие волны, которые отражаются и преломляются без преобразования (s - и p -волны). При этом амплитудные коэффициенты отражения $R_{s,p}$ и прохождения $D_{s,p}$, записанные через нормальные составляющие волнового вектора падающей волны e_z и через относительный показатель преломления n , имеют вид обычных амплитудных коэффициентов. Однако в отличие от компланарного случая, при некомпланарном отражении коэффициенты $R_{s,p}$ и $D_{s,p}$ являются функциями не только угла падения α и параметра неоднородности волны Φ , но и угла некомпланарности η , определяющего ориентацию амплитудной нормали волны относительно плоскости падения. Появление дополнительного параметра η в этих формулах приводит к ряду новых особенностей отражения и привносит новые элементы в проблему энергетической интерпретации отражения неоднородных волн.

При изучении скользящего распространения волн удобно выделить четыре случая в зависимости от того, будет ли фазовая или амплитудная нормаль скользящей в падающей или преломленной волне: 1) амплитудная нормаль падающей и преломленной волны параллельна границе раздела ($2\eta = 2\eta' = \pi$); 2) амплитудная нормаль падающей и фазовая нормаль преломленной волны параллельна границе раздела ($2\eta = 2\alpha' = \pi$); 3) фазовая нормаль падающей и преломленной волн параллельна границе раздела ($2\alpha = 2\alpha' = \pi$); 4) фазовая нормаль падающей и амплитудная нормаль преломленной волны параллельна границе раздела ($2\alpha = 2\eta' = \pi$). Выражения для нормальных составляющих волновых векторов возьмем из работы [5].

При энергетической интерпретации отражения обычно исходят из уравнения баланса потока энергии, проходящего через границу. В нашем случае эти уравнения могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} (1 - |R_s|^2) \operatorname{Re} e_z - 2 \operatorname{Im} R_s \operatorname{Im} e_z &= \frac{1}{n} |D_s|^2 \operatorname{Re} e'_z, \\ (1 - |R_p|^2) \operatorname{Re} e_z + 2 \operatorname{Im} R_p \operatorname{Im} e_z &= \frac{1}{n} |D_p|^2 \operatorname{Re} e'_z, \end{aligned} \quad (1)$$

где e_z и $e'_z = \sqrt{1 - n^2(1 - e_z^2)}$ — нормальные компоненты волнового вектора падающей и преломленной волн соответственно.

С точностью до несущественного для нас множителя выражения справа в (1) определяют потоки энергии преломленной, а слева — падающей и отраженной волн. В общем случае поток энергии в первой

среде определяется тремя слагаемыми: первые два определяют разность потоков энергии по отдельности падающей и отраженной волн (основной поток), третье — интерференционный (перекрестный) поток, который возникает при суперпозиции падающей и отраженной волн.

В первых трех случаях интерференционный поток отсутствует. Первый случай, по-видимому, ближе всего к обычному отражению. Нормаль-

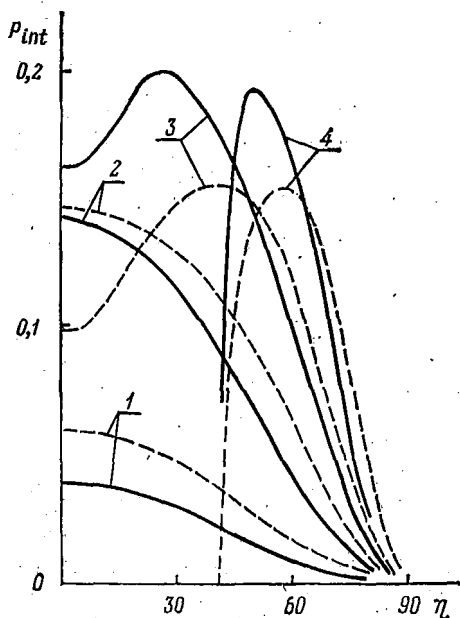


Рис. 1. Зависимость потока энергии P_{int} s -волны (сплошные) и p -волны (пунктирные кривые, то же на рис. 2 и 3) от угла некомпланарности η при различных параметрах неоднородности ϕ ($\phi=0,25$ (1); $0,5$ (2); $0,75$ (3); $1,0$ (4)); относительный показатель преломления $n=0,75$

ные компоненты волнового вектора — действительные числа: $e_z = \text{ch } \phi \cos \alpha$, $e'_z = \sqrt{1 - n^2 (1 - \text{ch}^2 \phi \cos^2 \alpha)}$. Коэффициенты отражения и прохождения, несмотря на неоднородность падающих волн, также действительные числа, отличные от нуля и единицы. Имеется поток энергии через границу раздела. Баланс энергии особенностей не имеет, и энергетические коэффициенты отражения и прохождения могут быть определены обычным образом.

Во втором случае $e_z = \text{ch } \phi \cos \alpha$, $e'_z = -i \sqrt{1 + n^2 (1 - \text{ch}^2 \phi \cos^2 \alpha)}$ и коэффициенты отражения являются комплексными числами, по модулю равными единице. Поток энергии через границу отсутствует. Отсюда видно, что такое отражение похоже на обычное полное отражение (ПО), хотя преломленная волна затухает не по нормали к границе раздела. Суммарный поток энергии преломленной волны параллелен границе раздела. Энергетические коэффициенты отражения и прохождения могут быть определены в этом случае таким же образом, как и при обычном ПО.

Весьма своеобразными представляются два последних случая. Несмотря

на то, что в третьем случае $e_z = -i \sqrt{n^2 (1 + \text{sh}^2 \phi \cos^2 \eta) - 1}$, $e'_z = -i \text{sh } \phi \cos \eta$ — чисто мнимые величины, амплитудные коэффициенты отражения и прохождения — действительные числа, в общем случае отличные от нуля и единицы. Однако поток энергии через границу отсутствует, так как у всех трех волн вектор потока энергии параллелен границе раздела. Величина $|R_{s,p}|^2$, обычно интерпретируемая как энергетический коэффициент отражения, изменяется при изменении параметров ϕ и η , в то время как поток энергии остается скользящим. Следовательно, обычная интерпретация энергетических коэффициентов здесь неприменима.

В четвертом случае $e_z = -i \text{sh } \phi \cos \eta$, $e'_z = \sqrt{1 - n^2 (1 + \text{sh}^2 \phi \cos^2 \eta)}$. Коэффициенты отражения — комплексные числа, по модулю равные единице, и, хотя по отдельности нормальные компоненты потока энергии падающей и отраженной волн равны нулю, поток энергии через границу все же существует. В первой среде нормальная составляющая потока энергии полностью определяется интерференционным членом. Он не зависит от нормальной к границе раздела координаты и, следовательно, на любом расстоянии от границы сохраняет свое значение:

$$P_{\text{int}}^s = n_2 \frac{4n^2 \text{sh}^2 \phi \cos^2 \eta}{1 - n^2} \sqrt{1 - n^2 (1 + \text{sh}^2 \phi \cos^2 \eta)},$$

$$P_{\text{int}}^p = \frac{P_{\text{int}}^s}{n^2 + (1 + n^2) \text{sh}^2 \phi \cos^2 \eta}, \quad n = \frac{n_1}{n_2}, \quad (2)$$

где n_2 — показатель преломления второй среды, в которой распространяется преломленная волна. На рис. 1 показаны зависимости интерференционных потоков P_{int}^s и P_{int}^p от угла η (ориентации амплитудной нормали), рассчитанные по формулам (2). Постоянный множитель $4n_2 n^2 (1 - n^2)^{-1}$ при этом не учитывается.

Интерференционные потоки P_{int}^s и P_{int}^p во второй среде становятся обычными потоками преломленной волны. Их можно рассматривать как функции относительного показателя преломления n и нормальной компоненты вектора волновой нормали $e_z = -i \operatorname{sh} \vartheta \cos \eta$, причем эти функции в общем случае не являются монотонными. Поток s -волны в зависимости от e_z становится максимальным при

$$\operatorname{sh}^2 \vartheta \cos^2 \eta = \frac{2}{3} \cdot \frac{1 - n^2}{n^2}, \quad (3)$$

а поток p -волны при

$$\operatorname{sh}^2 \vartheta \cos^2 \eta = \frac{-3n^2 + \sqrt{n^4 + 8}}{2(1 + n^2)}. \quad (3')$$

Поток s -волны во второй среде как функция n имеет максимум при

$$n^2 = \frac{3}{2} - \sqrt{\frac{9}{4} - \frac{2}{1 + a}}, \quad (a = |e_z|^2). \quad (4)$$

Максимум функции $P_{\text{int}}^p(n)$ достигается при n , удовлетворяющих кубическому уравнению относительно n^2

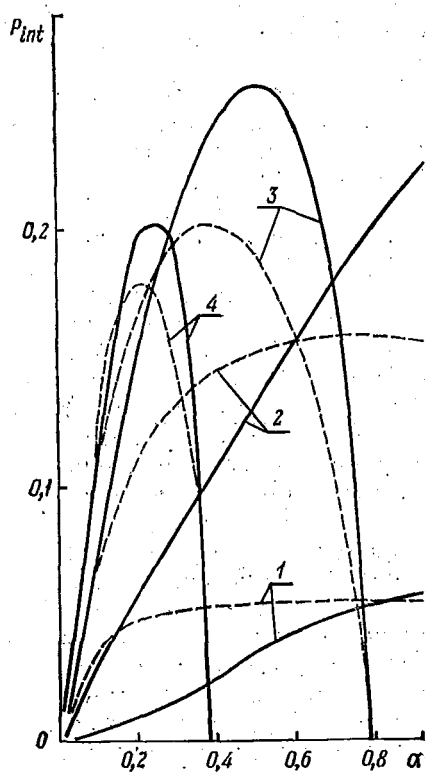


Рис. 2. Зависимость потоков энергии P_{int} s -волны и p -волны от $a = |e_z|^2$ при различных значениях относительного показателя преломления n ($n=0,25$ (1); $0,5$ (2); $0,75$ (3); $0,85$ (4))

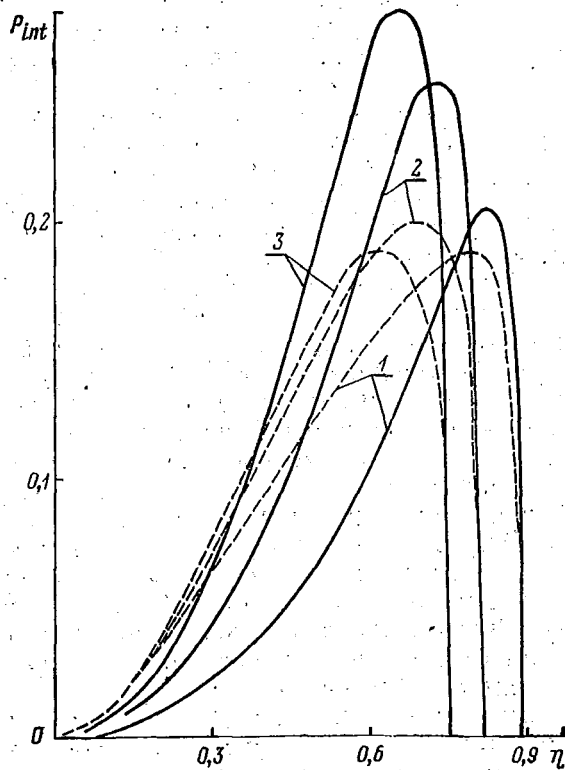


Рис. 3. Зависимость потоков энергии P_{int} прошедшей s -волны и p -волны от величины относительного показателя преломления n при различных значениях e_z ($|e_z|^2=0,25$ (1); $0,5$ (2); $0,75$ (3))

$$\left(n^2 - \frac{1}{1+a}\right)\left(n^4 + \frac{3a}{1+a}\right) + \frac{a}{1+a^2} = 0, \quad (4')$$

которое, как показывает исследование, всегда имеет один действительный корень $n^2 < (1+a)^{-1}$.

На рис. 2 и 3 представлены зависимости потоков P_{int}^s и P_{int}^p от относительного показателя преломления n и квадрата модуля нормальной компоненты волнового вектора падающей волны, вычисленные по формулам (2). Постоянный множитель $4n_2$ не учитывается.

Отметим, что соотношения (2) — (4) остаются справедливыми и при компланарном отражении $\eta=0, \pi$. При этом они относятся к отражению неоднородной плоской волны, скользящей вдоль границы раздела сред и затухающей по нормали к этой границе. В частности, такое отражение практически реализуется на второй границе плоскопараллельного слоя, если на его первой границе происходит полное отражение однородной волны (см., например, [7]).

В рассматриваемом нами случае волны в первой среде отличаются между собой только ориентацией амплитудной нормали, у них одинаковые фазовые нормали и одинаковые амплитуды. Ориентация амплитудной нормали не влияет на значение потока энергии и, вычисленный по отдельности для каждой из этих волн, он оказывается одинаковым и направлен вдоль границы раздела. В этом случае отсутствуют даже формальные признаки, по которым можно было бы определить, какая из двух волн является падающей, а какая — отраженной. Этот выбор не сказывается на балансе энергии и ничего не меняет в уравнениях (1). Изменение направления нормальной компоненты волнового вектора преломленной волны приводит к изменению направления интерференционного потока энергии в первой среде, но не влияет на его величину и не изменяет модулей коэффициентов отражения и прохождения.

В рамках принятого рассмотрения не представляется возможным разбить интерференционный поток на два слагаемых с тем, чтобы одно из них назвать падающим, а другое — отраженным потоком. Использование формул для определения энергетических коэффициентов отражения и прохождения, предложенных в работе [2], а также иных формул в работе [3], для данного предельного случая приводит к выражениям, лишенным физического смысла.

Этот пример показывает, что ранее сделанные выводы о том, что интерференционный поток не может быть удовлетворительным образом отнесен ни к падающей, ни к отраженной, ни к преломленной волне или же разбит на две части [8, 9, 10], остаются в силе (по крайней мере тогда, когда мы хотим дать общие формулы, пригодные для всех случаев). Это представляется нам проявлением простого и общего правила: взаимная энергия двух взаимодействующих систем (в данном случае падающей и отраженной волн) не может быть корректным образом приписана одной из них или каким-либо образом разделена между ними.

Отсутствие интерференционного потока при отражении, однако, не является гарантией того, что возможна обычная интерпретация энергетических соотношений (случай 3). Дело, по-видимому, в том, что теоретические результаты по отражению и преломлению сильно неоднородных волн, особенно в поглощающих средах или при направлениях их распространения, близких к скользящему, нельзя сравнивать с известными явлениями отражения и преломления ограниченных световых пучков, моделируемых плоскими волнами, и они не могут быть интерпретированы в рамках одних и тех же представлений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кизель В. А. Отражение света. — М., 1973.
2. Бойко Б. Б. и др. — ЖПС, 1973, т. 19, № 4, с. 669.
3. Веремей В. В. и др. — Опт. и спектр., 1978, т. 44, № 2, с. 345.

4. Fragstein C. v.—Ann. d. Phys., 1950, Bd. 7, № 11—8, S. 63.
5. Хапалюк А. П., Кириленко А. И.—ЖПС, 1975, т. 23, № 5, с. 893.
6. Кириленко А. И., Хапалюк А. П.—ЖПС, 1977, т. 26, № 3, с. 532.
7. Dupařský L. Czech.—J. Phys., 1961, v. 11, p. 871.
8. Born M., Ladenburg L.—Phys. Z., 1911, Bd. 12, S. 198.
9. Santavy I.—Atti Fondaz. G. Ronchi e contrib. Ist., 1970, v. 25, № 2, p. 201.
10. Salzberg B.—Amer. J. Phys., 1948, v. 16, p. 444.

Поступила в редакцию
17.11.78.

НИИ ПФП

УДК 535.338

И. В. ЛИПНИЦКИЙ, И. А. ХАРТОНИК, Д. С. УМРЕЙКО, Л. Н. НЕОКЛАДНОВА,
В. И. КРОТ

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ И СТРУКТУРА НЕКОТОРЫХ ХЛОРПИРИДИНОВЫХ КОМПЛЕКСОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

В последние годы обнаружены важные биологические функции ряда комплексов переходных металлов: они могут регулировать работу некоторых ферментов, управлять окислительно-восстановительными процессами и, обладая антибактериальной, антивирусной и противоопухолевой активностью, нередко оказывать лечебное действие. Из анализа данных литературы [1] следует, что терапевтический эффект подобных соединений определяется как природой, валентным состоянием центрального атома-комплексобразователя и координированных к нему лигандов, так и геометрической структурой (строением) комплекса в целом. Сложилось мнение, что наиболее активными в этом отношении должны быть цис-конфигурации. Тем не менее, известно [2], что комплексы транс-строения (например, родия) также проявляют антиопухолевые свойства. Таким образом, направленный поиск биологически активных препаратов на основе *d*-металлов, кроме соответствующего выбора биоактивных лигандов, предполагает необходимость знания структуры комплексной молекулы и ее отличительных особенностей.

Используя колебательные спектры, мы исследовали спектральные свойства в связи со структурой биологически эффективных комплексов переходных металлов в твердой фазе общей формулы $[\text{Me}(\text{py})_4\text{Cl}_2]\text{Cl} \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, ($\text{Me} = \text{Co}(\text{III}), \text{Rh}(\text{III}), \text{Ir}(\text{III}), \text{py} = \text{C}_5\text{H}_5\text{N}$).

Спектры комбинационного рассеяния (СКР) изученных веществ регистрировались на спектрофотометре «Sprex-Ramalog» с использованием линии 6328 Å гелий-неонового и 5145 Å аргонового лазеров (выходная мощность излучения ~65 мВт). Это позволяло производить запись спектров при щелях ~2—4 см⁻¹ и регистрировать контуры полос с малыми аппаратными искажениями, достоверно выявлять слабоинтенсивные полосы. Спектры инфракрасного поглощения (ИКС) записывались на спектрофотометре «Perkin-Elmer» (модель 180) и Фурье-спектрометре «Polytec Fir-30» в области 3500—30 см⁻¹. Использовалась стандартная методика приготовления образцов в виде суспензии в вазелиновом масле и таблетках KBr.

На рис. 1 изображена низкочастотная область (~380—80 см⁻¹) колебательных спектров, где расположены интересующие нас полосы, отвечающие валентным $\text{Me}-\text{Lig}$ и деформационным $\text{Lig}-\text{Me}-\text{Lig}$ колебаниям. Следует отметить, что наблюдаемое повышение наиболее характерных частот внутримолекулярных колебаний амина в комплексе (по сравнению со свободным состоянием), например, от ~405 (ИКС), 404 см⁻¹ (СКР) до ~470—480 см⁻¹, от ~602 до ~649 см⁻¹ (рис. 2) и других указывает на непосредственную координацию пиридина к центральному атому через азот в рассмотренных соединениях Co, Rh, Ir.