Работа выполнена в рамках научно-исследовательского проекта BR05236691, финансируемого Министерством образования и науки Республики Казахстан.

1. Другов Ю.С. Экологическая аналитическая химия. М.: Москва, 2000. – 432 с.
2. Plaza-Bolanos P., Frenich A.G., Vidal J.L.M. Polycyclic aromatic hydrocarbons in food and beverages. Analytical methods and trends // J. Chromatogr. A. – 2010. – Vol.1217. – P.6303-6326.
3. Moret S., Conte L.S. Polycyclic aromatic hydrocarbons in edible fats and oils: occurrence and analytical methods. // J. Chromatogr. A. – 2000. – Vol. 882. – P. 245-253.
4. Moskovits M. Surface-enhanced spectroscopy // Rev. Mod. Phys. – 1985. – Vol. 57. – P.783-826.
5. Etchegoin L. R., Principles of Surface-Enhanced Raman Spectroscopy and Related Plasmonic Effects. Amsterdam: Elsevier Science, 2008. – 633 p.
6. Шлюкер С. М. Поверхностно-усиленная рамановская спектроскопия (SERS): аналитические, биофизические и биомедицинские приложения. М.: Техносфера, 2017. – 328 с.
7. Gu X., Tian Sh., Zhou Q. et al. SERS detection of polycyclic aromatic hydrocarbons on a bowl-shaped silver cavity substrate. // RSC Adv.. – 2013. - Vol. 3. – P. 25989–25996.
8. Guerrini L., Garcia-Ramos J.V., Domingo C., Sanchez-Cortes S. Functionalization of Ag Nanoparticles with Dithiocarbamate Calix[4]arene As an Effective Supramolecular Host for the Surface-Enhanced Raman Scattering Detection of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons. // Langmuir. – 2006. – Vol. 22. – P. 10924 - 10926.
9. Xie Y., Wang X., Han X. et al. Sensing of polycyclic aromatic hydrocarbons with cyclodextrin inclusion complexes on silver nanoparticles by surface-enhanced Raman scattering. // Analyst. – 2010. – Vol. 135. - P. 1389 -1394.
10. Васильева С.Ю., Оленин А.Ю., Романовская Г.И. и др. Сорбционное концентрирование пирена наночастицами серебра и его люминесцентное определение в водных растворах. // Журн. аналит. химии. – 2009. – Т. 64, №12. – С. 1244-1250.
11. Evanoff D.D. Jr. Synthesis and optical properties of silver nanoparticles and arrays. / D.D. Jr. Evanoff, G. Chumanov // Chem.Phys.Chem. – 2005. – Vol.6, № 7. – P. 1221-1231
12. Jiang M., Qian Zh., Zhou X. et al. CTAB micelles assisted rGO–AgNP hybrids for SERS detection of polycyclic aromatic hydrocarbons. // Phys. Chem. Chem. Phys. – 2015. – Vol. 17. – P. 21158-21163.

Пылаев А.П.

Поляризация света и закон Брюстера

*Снежинский физико-технический институт
(Россия, Снежинск)*

doi: 10.18411/sr-10-06-2020-14

idsp: sciencerussia-10-06-2020-14

Аннотация

На основе корпускулярного подхода к световым явлениям рассмотрена поляризация при отражении и преломлении света на границе двух диэлектриков и при прохождении света через кристаллы турмалина и исландского шпата. Установлен принцип, позволяющий определять интенсивность световых пучков, распространяющихся по выделенным направлениям в диэлектрических средах. На основе этого принципа получена зависимость интенсивности отраженного от границы двух диэлектриков светового пучка от угла падения, выражающая закон Брюстера.

Ключевые слова: Световой поток, фотоны, отражение и преломление света, двойное лучепреломление.

Введение

В настоящей работе световой поток рассматривается как поток фотонов, излучаемых возбужденными атомами вещества. Как известно, с фотонами связано периодическое электромагнитное поле, электрический **Е** и магнитный **Н** векторы которых совершают синфазные колебания во взаимно-перпендикулярных направлениях в плоскости колебаний, перпендикулярной направлению их движения.

Фотон является полярной частицей, за направление поляризации принимается направление его электрического вектора.

Естественным световым пучком будем называть такой пучок, в котором присутствуют фотоны всевозможных поляризаций. Если такой световой пучок распространяется в определенном направлении, то в нем плоскости колебаний всех фотонов параллельны друг другу. Если спроектировать электрические векторы всех фотонов на плоскость, перпендикулярную направлению распространения светового пучка, то эти проекции будут выглядеть, как показано на рис. 1а, то есть электрические векторы заполнят весь условный круг. Световой пучок, в котором присутствуют фотоны лишь определенного диапазона поляризаций, будем называть поляризованным.

Рис. 1. Естественный (а) и поляризованный (b) световые пучки.

Поляризацию такого пучка будем измерять величиной углового диапазона Δ , как показано на рис. 1b. В такой терминологии поляризация естественного пучка будет равна 180° . При этом интенсивности световых пучков будут пропорциональны угловым диапазонам поляризаций фотонов, составляющих эти пучки.

Прохождение света через кристалл турмалина

Если взять пластину турмалина, поверхности которой параллельны оптической оси кристалла, и пропустить через нее естественный световой пучок, падающий нормально на ее поверхность, то, как известно, интенсивность пучка уменьшается вдвое, а при вращении пластины вокруг падающего пучка изменений интенсивности не наблюдается. Принцип, позволяющий объяснить это явление с волновой точки зрения и изложенный в работе [1], состоит в том, что кристалл пропускает волны, у которых тангенциальная оптической оси компонента электрического вектора превышает нормальную этой оси компоненту. При этом считается, что все прошедшие волны поляризованы в одном направлении, параллельном оптической оси кристалла. С корпускулярной точки зрения будем предполагать, что упомянутый принцип работает и в отношении фотонов, однако поляризация прошедших кристалл фотонов сохраняется. Таким образом, указанный принцип объясняет уменьшение интенсивности прошедшего кристалл светового пучка вдвое с обеих точек зрения.

Пусть теперь естественный световой пучок пропускается через две параллельно расположенные пластины турмалина со скрещенными осями, как показано на рис. 2 слева, угол между осями пластин 1 и 2 обозначен α .

Рис. 2. Схема со скрещенными осями пластин турмалина.

Пластина 1 пропустит фотоны, направления электрических векторов которых лежат в пределах $\pm\pi/4$ от ее оптической оси, то есть между векторами $E_1 - E_2$ и $E_3 - E_4$, как показано на рис. 2, справа. Из совокупности этих фотонов пластина 2 пропустит только те, векторы которых лежат в пределах $\pm\pi/4$ от ее оптической оси, то есть между векторами $E_2 - E_5$ и $E_4 - E_6$. Диапазон поляризаций фотонов этой области равен

$$\beta = \pi/2 - \alpha.$$

Отношение интенсивности пучка, пропущенного пластиной 2, к интенсивности пучка, пропущенного пластиной 1, будет равно отношению угловых диапазонов этих областей, то есть (индекс «с» обозначает корпускулярный подход)

$$I_c(\alpha) = \frac{\beta}{\pi/2} = 1 - \frac{2\alpha}{\pi}.$$

С волновой точки зрения в работе [1] говорится, что отношение указанных интенсивностей подчиняется закону Малюса, утверждающего, что (индекс «w» обозначает волновой подход)

$$I_w(\alpha) = \cos^2 \alpha.$$

На рис. 3 представлены обе зависимости, согласно которым с увеличением угла α от 0 до $\pi/2$ доля пропущенного пластиной 2 света уменьшается от 1 до 0, что соответствует результатам экспериментов. Однако, отчетливо видна немонотонность зависимости, даваемой волновым подходом, хотя физической причины для этого нет. Представляется, что эта зависимость носит приближенный характер.

Рис. 3. Сравнение зависимостей, даваемых корпускулярным (I_c) и волновым (I_w) подходами.

Поляризация света при отражении и преломлении. Закон Брюстера

Пусть естественный световой пучок γ падает на плоскую границу двух изотропных диэлектриков под углом φ к нормали к границе. В этом случае в плоскости падения, проходящей через направление падающего пучка и нормаль к границе, возникают отраженный γ_{ref} и преломленный γ_{tr} пучки, как показано на рис.4.

Рис. 4. Падающий, отраженный и преломленный световые пучки на границе двух сред.

Согласно экспериментально установленным законам угол отражения равен углу падения, а угол преломления ψ подчиняется соотношению

$$\frac{\sin \phi}{\sin \psi} = n, \quad (1)$$

где n – показатель преломления среды 2 по отношению к среде 1. Отраженный пучок подчиняется экспериментально установленному Брюстером закону, согласно которому с ростом угла падения интенсивность отраженного пучка возрастает, а максимальная интенсивность достигается при угле падения, называемом углом Брюстера, удовлетворяющем равенству

$$\operatorname{tg} \phi_B = n.$$

При дальнейшем увеличении угла падения интенсивность отраженного пучка уменьшается.

Рассмотрим произвольный фотон, проникший из падающего пучка в приповерхностный слой среды 2. На рис. 5 пунктирной линией показана плоскость колебаний этого фотона, где вектор напряженности электрического поля $\mathbf{E}$ составляет угол α с плоскостью падения.

Рис. 5. Плоскость колебаний фотона, перпендикулярная направлению преломленного пучка γ_{tr} .

Углом α будем характеризовать поляризацию фотона. Параллельная плоскости падения компонента $\mathbf{E}_{\parallel}$ и перпендикулярная этой плоскости $\mathbf{E}_{\perp}$ компоненты электрического вектора выражаются соотношениями:

$$\mathbf{E}_{\parallel} = \mathbf{E} \cos \alpha, \quad \mathbf{E}_{\perp} = \mathbf{E} \sin \alpha.$$

Для того, чтобы определить, будет ли этот фотон перемещаться в направлении преломленного пучка или испытает отражение, применим принцип, использованный при анализе опытов с пластинами турмалина, объяснение которых было найдено в сравнении величин нормальной и тангенциальной оптической оси пластин компонент электрических векторов фотонов. Для этого найдем нормальную $\mathbf{E}_n$ и тангенциальную $\mathbf{E}_t$ направлению отраженного пучка компоненты вектора $\mathbf{E}$. Из рис. 6, на котором показан падающий γ , отраженный γ_{ref} и преломленный γ_{tr} пучки, видно, что компонента

$$E_{\tau} = E_{\parallel} \sin(\varphi + \psi) = E \cos \alpha \sin(\varphi + \psi). \quad (2)$$

Что касается нормальной направлению отраженного пучка компоненты, то

$$E_n = E_{\perp} = E \sin \alpha. \quad (3)$$

Сделаем предположение, что фотон останется в преломленном пучке, если по величине

$$E_n > E_{\tau}, \quad (4)$$

и попадет в отраженный пучок в случае противоположного неравенства.

Рис. 6. Определение тангенциальной направлению отраженного пучка компоненты E_{τ}

Тогда каждый из пучков будет характеризоваться диапазоном поляризаций фотонов, составляющих эти пучки, следовательно, интенсивности пучков будут пропорциональны этим диапазонам. К формулировке такого принципа можно прийти из следующих соображений:

1) При нормальном падении естественного светового пучка на поверхность раздела изотропных диэлектриков все фотоны физически «равноправны» по отношению к границе раздела, ибо электрические векторы всех фотонов параллельны этой границе, при этом пучок практически целиком проходит в среду 2. Из этого можно сделать вывод, что наличие достаточно большой по величине параллельной границе раздела компоненты электрического вектора фотона способствует его прониканию в среду 2. Компонента E_n в неравенстве (4) соответствует этому выводу.

2) При росте угла падения пучка возрастают по величине перпендикулярные к границе раздела компоненты электрических векторов фотонов, при этом по закону Брюстера интенсивность отраженного пучка растет. Из этого можно сделать вывод, что перпендикулярные к границе раздела компоненты электрических векторов части фотонов начинают превышать некоторый предел, в результате чего электрическое поле среды 2 отражает такие фотоны. Это соответствует тому, что компонента E_{τ} , как следует из (2), с ростом угла φ растет по величине. При этом одновременно с ней растет и перпендикулярная к поверхности раздела компонента электрического вектора, и для части фотонов с соответствующими поляризациями, определяемыми углами α , эта компонента может превысить некоторый предел, в результате чего такие фотоны испытают отражение.

Выражая угол ψ из экспериментального закона (1), зависимости относительных величин компонент от угла поляризации α выразим соотношениями:

$$\xi_n = \frac{E_n}{E} = \sin \alpha,$$

$$\xi_{\tau} = \frac{E_{\tau}}{E} = \cos \alpha \sin \left[\varphi + \arcsin \left(\frac{\sin \varphi}{n} \right) \right].$$

Найти диапазоны и характеры поляризаций фотонов в отраженном и преломленном пучках можно графическим способом. Для примера на рис. 7 и рис. 8 для сред воздух – вода (показатель преломления $n = 1,33$) показаны вышеприведенные зависимости при падении естественного светового пучка соответственно под углом $\varphi = 25^\circ$ и под углом Брюстера $\varphi_B = 53,06^\circ$.

Рис. 7. Зависимости ξ_n и ξ_{tr} и характеры поляризаций пучков для угла падения $\varphi = 25^\circ$.

Рис. 8. Зависимости ξ_n и ξ_{tr} и характеры поляризаций пучков для угла падения $\varphi_B = 53,06^\circ$.

Цифрами 1 и 2 обозначены соответственно диапазоны поляризаций фотонов в отраженном и преломленном пучках, в правой части рисунков с учетом симметрии относительно плоскости падения показаны характеры и величины диапазонов поляризаций фотонов в этих пучках. Видно, что направления электрических векторов в отраженных пучках сгруппированы вблизи плоскости падения, а в преломленных пучках – вблизи плоскости, перпендикулярной плоскости падения. Для угла падения $\varphi = 25^\circ$ точка пересечения кривых соответствует значению $\alpha = 34,5^\circ$, для угла падения $\varphi_B = 53,06^\circ$ – эта точка соответствует значению $\alpha = 45^\circ$. При падении пучка под углом Брюстера диапазоны поляризаций фотонов в отраженном и преломленном пучках равны друг другу по величине:

$$\Delta\alpha_{ref} = \Delta\alpha_{tr} = 90^\circ,$$

а это означает, что интенсивности обоих пучков одинаковы.

Поскольку интенсивности пучков пропорциональны диапазонам поляризации фотонов в этих пучках, то отношение интенсивности отраженного пучка к интенсивности преломленного должно быть равно отношению диапазонов поляризаций:

$$I_g(\varphi) = \frac{\Delta\alpha_{\text{ref}}}{\Delta\alpha_{\text{tr}}}, \quad (5)$$

где $\Delta\alpha_{\text{ref}}$ и $\Delta\alpha_{\text{tr}}$ – диапазоны поляризаций фотонов при данном значении угла φ .

Значения $I_g(\varphi)$, определенные вышеуказанным графическим способом для ряда углов падения с интервалом $\Delta\varphi = 10^\circ$, нанесены в виде точек на рис. 9.

Рис. 9. Отношение интенсивностей отраженного и преломленного пучков.

Из соотношений (2) – (4) следует, что результат того, попадет ли данный фотон с углом поляризации α в отраженный или в преломленный пучок, определяется величиной $\text{Sin}(\varphi + \psi)$. Поэтому можно предположить, что отношение интенсивностей пучков должно быть равно этой величине:

$$I(\varphi) = \text{Sin}(\varphi + \psi). \quad (6)$$

Эта зависимость показана на рис. 9 сплошной линией. Она с хорошей точностью описывает графически полученные точки по (5). Видно также, что максимальное значение интенсивности отраженного пучка достигается при угле падения, равном углу Брюстера, причем в этом случае интенсивности обоих пучков одинаковы. Это является следствием того, что при угле падения, равном углу Брюстера

$$\text{Sin}(\varphi_B + \psi) = 1,$$

поэтому в соответствии с (2) и (3)

$$\xi_{\text{т}} = \text{Cos}\alpha, \quad \xi_{\text{п}} = \text{Sin}\alpha.$$

Это означает, что $\xi_{\text{т}} > \xi_{\text{п}}$ в диапазоне $0 < \alpha < 45^\circ$, и $\xi_{\text{т}} < \xi_{\text{п}}$ в диапазоне $45^\circ < \alpha < 90^\circ$, то есть при угле падения, равном углу Брюстера, падающий естественный световой пучок делится электрическим полем диэлектрика пополам. Таким образом, полученная зависимость (6) выражает собой не что иное, как закон Брюстера.

Выводы

1. На основе корпускулярного подхода к явлениям поляризации света установлен принцип, позволяющий определять интенсивности световых пучков, распространяющихся в прозрачных диэлектриках по выделенным направлениям. Этот принцип заключается в сравнении величин нормальной и тангенциальной выделенному направлению компонент электрических векторов фотонов.
2. Применение указанного принципа дало возможность при анализе отражения и преломления света на границе двух диэлектриков найти теоретически выражение закона Брюстера.

3. Получение выражения закона Брюстера с помощью корпускулярного подхода доказывает необходимость применения такого представления к анализу явлений поляризации света.

1. Г. С. Ландсберг. Оптика, §102, с. 340. ФИЗМАТЛИТ (2003).

Стригин М.Б.

Волновая функция: через мнимости геометрии Флоренского к принципу Маха

*ООО Митриал
(Россия, Челябинск)*

doi: 10.18411/sr-10-06-2020-15

idsp: sciencerussia-10-06-2020-15

Аннотация

Данная работа выдвигает модель, связывающую несколько гипотез, в единую концепцию волновой онтологии. В рамках такой модели частицы не могут рассматриваться невзаимодействующими, поскольку они всегда нагружены рядом интерференционных процессов. Для таких частиц используется термин «квазичастицы». Показаны причины комплексного вида волновой функции произвольного объекта, как суммы потенциалов внутренних и внешних осцилляций. Здесь внешний потенциал, в согласии с принципом Маха, определяется всеми вращениями, в которых участвует рассматриваемый объект. Предложена модель границы, разделяющей между собой потенциалы. При таком подходе классический корпускулярно-волновой дуализм переходит в мультипликативно-когерентный дуализм. Дано сопряжение микро и макромиров посредством введения понятия комплексной массы. Показано, что такие понятия, как системность, запутанность, симбиоз являются производными от понятия интерференции. Предложена модернизация законов Ньютона, исходя из онтологии вращения, включающей в себя как предельный случай – прямолинейное и равномерное движение. Главное отличие такого рассмотрения – это появление, помимо расстояния между объектами, второго параметра – фазы. Эта же точка зрения помогает сблизить теорию близкодействия и, развиваемую Ю.С. Владимировым, теорию дальнодействия. Выдвинута рабочая гипотеза пятого взаимодействия, квантом которого является бозон вращения – торсион.

Ключевые слова: волновая функция; принцип Маха; близкодействие; дальнодействие; когерентность; квантовая запутанность; законы Ньютона; система; эволюция; симбиоз.

Abstract

This paper puts forward a model linking several hypotheses into a single concept of wave ontology. In this model, particles cannot be considered non-interacting, since they are loaded with a number of interference processes. For such particles, the term "quasiparticles" is used. The reasons for the complex type of wave function of an arbitrary object, as the sum of the potentials of internal and external oscillations, are shown. Here the external potential, in accordance with the Mach principle, is determined by all the rotations in which the object in question participates. A model of the boundary separating potentials is proposed. With this approach, the classical wave-particle dualism turns into a multiplicative-coherent dualism. The coupling of micro and macro worlds is given by introducing the concept of complex mass. It is shown that such concepts as consistency, entanglement, and symbiosis are derived from the concept of interference. A modernisation of Newton's laws is proposed based on the ontology of rotation, which includes rectilinear and uniform motion as the limiting case. The