Пусть $|S\rangle$ — состояние фотона, выходящего из источника S, а размеры щелей a и b (для простоты) значительно меньше длины волны. Тогда $\langle a|S\rangle$ и $\langle b|S\rangle$ — амплитуды вероятности обнаружить фотон в состояниях $|a\rangle$ и $|b\rangle$, отвечающих попаданию его соответственно в щель a и b. Обозначая амплитуды вероятности попадания фотона из состояния $|a\rangle$ и $|b\rangle$ в произвольную точку экрана x символами $\langle x|a\rangle$ и $\langle x|b\rangle$, можно представить амплитуду перехода фотона из источника S в точку x в виде суммы:

$$\langle x\,|\,S\rangle = \langle x\,|\,a\rangle\,\langle a\,|\,S\rangle + \langle x\,|\,b\rangle\,\langle b\,|\,S\rangle = \varphi_1 + \varphi_2, \quad (84)$$

где φ_1, φ_2 обозначены первый и второй члены в сумме. Вероятность w_{xS} попадания фотона в точку x может быть представлена в виде:

$$w_{xS} \triangleq |\,\varphi_1 + \varphi_2\,|^2 = |\,\varphi_1\,|^2 + |\,\varphi_2\,|^2 + (\varphi_1^*\varphi_2 + \varphi_1\varphi_2^*). \quad (85)$$

Первые два члена в (85) неотрицательны и совпадают с вероятностями попадания в точку x классич. частицы, движущейся соответственно по траекториям Sax и Sbx. Третий член — интерференционный, возникающий из-за того, что в (84) складываются амплитуды двух альтернативных переходов. Интерференц. член может обратить в нуль вероятность w_{xS} даже в том случае, когда $|\varphi_1|^2 \neq 0$ и $|\varphi_2|^2 \neq 0$. При $\lambda \to 0$ интерференц. член быстро осциллирует с изменением координаты точки x, так что его ср. значение, взятое по малой окрестности δx, обращается в нуль и вероятность w_{xS} совпадает с тем, что даёт классич. представление о движении частиц по определ. траекториям. В условиях же, когда наблюдается интерференц. картина, в амплитуде (84) обязательно присутствуют альтернативные пути перехода: понятие определ. траектории теряет смысл. Поскольку амплитуда вероятности описывает движение отд. частицы, выражение (84) подразумевает, что в терминах амплитуды вероятности частица одновременно проходит через две щели — a и b. Это противоречит корпускулярным представлениям. Избежать формально логич. противоречия (возможность для частицы пройти одновременно двумя путями) позволяет вероятностная интерпретация.

Подчеркнём, что К. м., основываясь на понятии наблюдаемой физ. величины, в состоянии отвечать лишь на такие вопросы, к-рые могут быть сформулированы в терминах определённой (хотя бы мысленной) измерит. процедуры. Поэтому вопрос о том, проходит ли частица сразу через две щели, формулируется так: возможно ли зарегистрировать одноврем. прохождение частицы через эти щели? Такая постановка вопроса предполагает наличие детекторов, регистрирующих прохождение частицы. В соответствии с корпускулярными представлениями для каждой частицы, испущенной источником, будет срабатывать лишь один детектор (с вероятностями $|\langle a|S\rangle|^2$ и $|\langle b|S\rangle|^2$, т. е. зарегистрировать прохождение частицы одновременно через две щели не удастся. Но фиксация щели, через к-рую прошла частица, т. е. фиксация её траектории, оставляет в амплитуде (84) лишь один член. Поэтому статистич. распределение частиц на экране после прохождения большого их числа будет отвечать классич. распределению $|\varphi_1|^2 + |\varphi_2|^2$. Т. о., попытка определить траекторию частицы является таким вмешательством в процесс, к-рое ликвидирует интерференцию.

Для интерференции существенно наличие неск. возможных путей перехода из нач. состояния в конечное. Это относится не только к дифракции на двух щелях. Так, взаимная компенсация амплитуд перехода $K^0 \rightleftarrows \tilde{K}^0$ (см. *К-мезоны*) через промежуточные состояния кварк-антикварков $u\tilde{u}$, $u\tilde{c}$, $\tilde{u}c$, $c\tilde{c}$ объяснила в механизме Глэшоу — Илиопулоса и Майани наблюдаемую разность масс короткоживущих и долгоживущих каонов и поэтому явилась в своё время одним из наиб. веских теоретич. аргументов в пользу гипотезы существования c-кварков (см. *Электрослабое взаимодействие*).

2) Волновая ф-ция частицы в конфигурац. представлении является решением ур-ния Шрёдингера вместе с граничными условиями, накладываемыми физ. соображениями. При этом движение частицы не определяется локальным действием на неё силовых полей. В К. м. существует (исчезающее в классич. пределе) нелокальное воздействие на частицу. Этот эффект также трудно понять, исходя из классич. представлений. Пусть, напр., в потенц. яме радиуса a существует уровень с небольшой энергией связи ε. Тогда вне ямы волновая ф-ция должна убывать по закону $\psi \sim \exp\{-(\sqrt{2\mu\varepsilon}/\hbar)r\}$, и характерный радиус области, в к-рой движется частица, $r_0 \sim \hbar/\sqrt{2\mu\varepsilon}$, может при достаточно малом ε значительно превышать радиус действия сил a: $r_0 > a$ (подобная ситуация осуществляется в дейтроне). Такая возможность частице уходить на расстояния, где на неё уже не действуют никакие силы, и вместе с тем обладать финитным движением — характерный квантовомеханич. эффект, необъяснимый с точки зрения классич. механики. Аналогичным образом в К. м. возникает явление резонансного рассеяния. Эфф. сечение в этом случае имеет порядок $\pi\lambda^2$, где λ — де-бройлевская длина волны рассеиваемой частицы; при малых энергиях оно может значительно превышать «геом.» сечение πa^2 (a — радиус действия сил). Одно из проявлений нелокального характера силового воздействия в К. м. — *Ааронова — Бома эффект*.

3) Принципиальное значение для понимания интерпретации К. м. имело рассмотрение *Эйнштейна — Подольского — Розена парадокса*, заключающегося в том, что, согласно К. м., возможны корреляции между разл. измерениями, проводимыми в разных точках, разделённых пространственноподобными *интервалами* (что, согласно *относительности теории*, казалось бы, исключает возможность к.-л. корреляции). Подобного рода корреляции возникают потому, что результат измерений в к.-л. одной точке меняет информацию о системе и позволяет предсказывать результаты измерения в др. точке (без участия к.-л. материального носителя, к-рый должен был бы двигаться со сверхсветовой скоростью, чтобы обеспечить влияние одного измерения на другое).

Возможность проверить количественно при измерении указанных корреляций отличие предсказаний К. м. от предсказаний любой теории со скрытыми параметрами (в рамках спец. теории относительности) была указана Дж. Беллом (J. Bell) в 1964 (см. *Белла неравенства*). Эксперим. проверка неравенства Белла свидетельствует в пользу принятой интерпретации К. м. Общая теорема о невозможности нестатистич. интерпретации К. м. (при условии сохранения одного из её положений — соответствия между физ. величинами и операторами) была доказана в 1927 Дж. фон Нейманом (J. von Neumann).

Лит.: **Классические труды** — Гейзенберг В., Физические принципы квантовой теории, пер. с нем., Л.— М., 1932; Паули В., Общие принципы волновой механики, пер. с нем., М.— Л., 1947; Дирак П., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; Нейман И., Математические основы квантовой механики, пер. с нем., М., 1964; **Учебники** — Блохинцев Д. И., Основы квантовой механики, 6 изд., М., 1983; Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 3 изд., М., 1974; Шифф Л., Квантовая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1959; Давыдов А. С., Квантовая механика, 2 изд., М., 1973; Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М., Квантовая механика, пер. с англ., М., 1978; Мессиа А., Квантовая механика, пер. с франц., т. 1—2, М., 1978—79; Джеммер М., Эволюция понятий квантовой механики, пер. с англ., М., 1985.

С. С. Герштейн, В. Б. Берестецкий.

КВАНТОВАЯ ОПТИКА — раздел оптики, изучающий статистич. свойства световых полей и квантовое проявление этих свойств в процессах взаимодействия света с веществом. Представление о квантовой структуре излучения введено М. Планком (M. Planck) в 1900. Световое поле, как и любое физ. поле, в силу своей квантовой природы является объектом статистическим, т. е. его состояние определяется в вероятностном смысле. С 60-х гг. началось интенсивное изучение статистич.