Работы Эйнштейна по квантовой природе света. Теория фотоэффекта, фотоионизации и фотолюминисценции.
Алик Эйнштейн получил Нобелевку за фотоэффект («а не за те три буквы, которые у него есть» (С) Широков Е.В). Мы бомбардируем пластину фотонами, и из неё выбиваются электроны. Ситуация, вполне, казалось бы, классическая (мы приносим энергию поля, она переносится в кинетическую энергию электронов), но тогда, чем больше поле по мощности (частоту сохраняем), тем более быстрыми должны быть электроны (скорость электронов мы можем померить, узнав, какой потенциал в противоположном направлении нужно приложить, чтобы они остановились), причём зависимость должна быть прямо пропорциональном. Да как бы не так. Скорость электронов оказывается константа. Дело в том, что как бы не увеличивали мощность э/м волны, энергия каждого фотона остаётся неприведённая Планка $h*\nu$ постоянной, и остаётся постоянной работа выхода. Их разность – кинетическая энергия электронов также константа. Увеличивается лишь концетрация фотонов и электронов.

Экспериментальные свидетельства волновых и корпускулярных свойств света. Опыты Юнга. Эффект Комптона.
Существует дофига опытов, иллюстрирующих как волновую, так и корпускулярную природу света.
Например, Юнг известен своими интерференционными схемами, которые иллюстрируют волновую природу света. Можно также вспомнить ур-я Максвелла, где свет – это колебания E и B, т.е. поля, волна, а никакие там не частицы.
Цитата из книжки про опыта Юнга (эта противная оптика, даже не хочу читать):

В опыте Юнга (Th. Young) свет проходил через две параллельных щели в ширме, за которой стоял экран. Если бы свет представлял собой поток малых классических частиц (корпускул), на экране появились бы две полосы, образованные корпускулами, прошедшими через каждую из щелей. Однако, в действительности в опытах Юнга наблюдалась состоящая из многих полос интерференционная картина. Результат опытов Юнга легко интерпретировать в волновой теории, если учесть, что прошедший через щели свет был порожден одним источником и поэтому прошедшие через щели световые колебания являются *когерентными*, то есть имеют согласованную друг с другом фазу. На тех участках экрана, где эта фаза кратна 2π, наблюдалась *конструктивная интерференция* – амплитуды волн складывались. В этих местах наблюдались светлые полосы. На других же участках интерференция была *деструктивной* – волны взаимовычитались, и наблюдались темные полосы. Схожие эксперименты были через несколько лет независимо поставлены Френелем (A.-J. Fresnel).

В поставленных значительно позже (1890) опытах Винера (O.Wiener) было показано, что отраженный зеркалом свет образует *стоячую волну*. В стоячей волне участки конструктивной и деструктивной интерференции чередуются при движении вдоль хода светового луча (а не поперек, как это было у Юнга и Френеля). Основная экспериментальная трудность состояла в том, что период чередования этих участков составляет доли длины волны света, то есть оказывается меньше микрона. Винер решил проблему, расположив тонкую фотопластинку под очень малым углом к плоскости зеркала – при этом период темных и светлых полос, появившихся на пластинке после проявления, оказался равен периоду стоячей волны, деленному на (малую) величину синуса угла наклона пластинки, и Винер смог увидеть чередующиеся полосы в микроскоп.

А вот Комптон – это про корпускулы. Это (если вы не забыли с ядерки) явление рассеяния фотона на электроне, а по-простому – летит фотон, налетает на электрон (по сравнению с сверхбыстрым фотоном можно считать электрон покоящимся) и отклоняется от прямой линии, ***меняя при этом свою частоту***. Объяснить это с точки зрения волн затруднительно, зато с точки зрения корпускул элементарно – один шарик налетел на другой.

Вывод формулы Комптона требует знаний релятивистской динамики. Как я уже сказал, СТО вы должны ботать в середине 5-м семестре, не раньше. Если вы уже знаете СТО – читайте вывод. Не знаете – забейте до 5-го семестра. Главное, чтобы вы понимали, что такое эффект Комптона, чтобы не было как «приходит студент на экз по ядерке, называет частицы: протон, нейтрон, электрон, Комптон, и плевать, что последнее – это человек» (С) Широков Е.В. ☺

ны волны рассеянного фотона λ' от угла рассеяния α. Обозначим символами ω, ω' частоту фотона до и после рассеяния, $\mathbf{p}, \mathbf{p}'$ – его импульс, а символом p_e – импульс электрона после рассеяния (начальный импульс электрона равен нулю). Запишем закон сохранения импульса в виде $\mathbf{p} - \mathbf{p}' = \mathbf{p_e}$. Возводя обе части в квадрат, получаем

$$p_e^2 = p'^2 + p^2 - 2p'p\cos\Theta, \qquad (1.3)$$

где Θ – угол между векторами $\mathbf{p}, \mathbf{p}'$, то есть угол, на который фотон отклонился от исходного направления распространения; здесь и далее вектора в формулах обозначены жирным шрифтом, а их абсолютные величины – обычным курсивом.

Поскольку, как было сказано, частота рентгеновского излучения значительно больше атомных частот, характерные энергии рентгеновских квантов (а значит, и электронов после рассеяния) значительно превышают атомный масштаб. Скорость электрона после рассеяния оказывается настолько велика, что необходимо учитывать релятивистские эффекты. Энергия электрона в релятивистской механике равна $E_e = \sqrt{(mc^2)^2 + (p_e c)^2}$. Энергия же фотонов $\hbar\omega$ любой частоты связана с имульсом фотона линейным соотношением[7] $\hbar\omega = pc$. Закон сохранения энергии:

$$pc - p'c = \sqrt{(mc^2)^2 + (p_e c)^2} - mc^2. \tag{1.4}$$

Возведем эту формулу в квадрат, избавимся от импульса электрона посредством формулы (1.3), и заменим $pc = \hbar\omega = \hbar 2\pi c/\lambda$, $p'c = \hbar\omega' = \hbar 2\pi c/\lambda'$ (где λ, λ' – длина волны фотона до и после рассеяния). Несложные преобразования приводят к итоговой формуле

$$\lambda' - \lambda = \frac{2\pi\hbar}{mc}(1 - \cos\Theta) \tag{1.5}$$

Полученная формула полностью соответствует экспериментальным наблюдениям. Комбинация фундаментальных констант $\frac{2\pi\hbar}{mc}$ носит название *комптоновской длины волны.*

Если я не ошибаюсь, изменить ***длину волны*** распространяющегося излучения можно легко и без всяких квантов (достаточно просто загнать его в среду с неединичным показателем преломления – скорость волны упадёт, длина волны тоже, а вот частота останется неизменной), а вот изменить ***период (или частоту)*** распространяющегося излучения – гораздо сложнее. Вот как раз эффект Комптона способен на такое.

Волновые пакеты. Соотношения неопределенностей для волновых пакетов и для фотонов

Фотон (он же минимально возможный волновой пакет=цуг) можно интерпретировать как возмущение э/м поля, локализованное по времени и пространству, перемещающееся по нему со скоростью света. Возмущение – это некое «пятно» конечных размеров в направлении распространения (а вот перпендикулярно ему может быть любым, имея хоть нулевое сечение, ур-я Максвелла никаких ограничений не дадут), поэтому мы не можем явно утверждать точную его координату в направлении его перемещения, но можем утверждать координату в перпендикулярном направлении.

Запишем возмущение (здесь электрическая напряжённость E, хотя, конечно, можно написать и D, и B, и H) в каждой точке пространства через интеграл… не по частотам или по длинам волн, как мы привыкли, а через интеграл по волновым векторам:

(рассмотрим одномерный случай):

$$E(r) = (2\pi)^{-1} \int E(k) e^{i(kr - \omega(k)t)} dk$$

Т.е. возмущение представим как суперопозицию. E(k), вообще говоря, комплексное: модуль играет роль амплитуды, а аргумент – фазу.
ω(k) связана с частотой, т.е. это просто циклическая частота (обычная частота, домноженная на 2π) волны с волновым вектором k.

Далее для простоты мы ограничимся рассмотрением одномерной системы. Как уже было сказано, любой вид функции $E(k)$ является физически допустимым. Рассмотрим $E(k)$, имеющую вид гауссова пика, умноженного на осциллирующую функцию: $E(k) = Ee^{-\frac{(k-k_0)^2}{2(\Delta k)^2} - ikr_0}$. Величины Δk и k_0 определяют ширину и положение гауссова пика в пространстве волновых чисел, величина r_0 – частоту осцилляций. Подставим это выражение в формулу (1.7) и выполним интегрирование. Рассмотрим сначала нулевой момент времени, $t = 0$. В результате вычисления интеграла получается

$$E(r) \propto Ee^{ik_0(r-r_0) - \frac{(\Delta k)^2 (r-r_0)^2}{2}}. \tag{1.8}$$

Давайте обсудим, что у нас получилось. Если величина Δk достаточно мала, поле вблизи точки r_0 напоминает монохроматическую волну с волновым вектором k_0. Однако, при удалении от этой точки на расстояние, много большее $1/\Delta k$ экспонента быстро спадает, то есть поле падает почти до нуля. Оказывается, что в рассмотренном нами случае поле локализовано в пространстве – в области размером порядка $\Delta R = 1/\Delta k$ вблизи точки r_0! Рассмотрим далее, как эта картина будет меняться с течением времени. Вновь выписывая формулы, несложно увидеть, что вывод для t, не равного нулю, отличается от проделанного выше только заменой $r_0 \to r_0 - ct$.

Мы видим, что с течением времени форма пика сохраняется, меняется только положение точки, около которой поле локализовано. О таком распространяющемся импульсе говорят как о *волновом пакете*. Скорость распространения оптического волнового пакета в вакууме ожидаемо оказалась равна скорости света.

Обратите внимание на фразу «на расстоянии 1/Δk» экспонента быстро спадает. То есть некоторое **характерное расстояние** фотона. Попахивает соотношением неопределённости. И действительно, оно отсюда **нестрого** выводится.

Нетрудно понять, что для пакетов с негауссовой формой огибающей значение $\Delta R \Delta k$ отличается от единицы. Например, можно составить пакет из двух одинаковых по форме, но находящихся в разных точках пространства гауссовых импульсов. У такого образования неопределенность волнового вектора совпадает с Δk для каждого из импульсов, а вот неопределенность координаты определяется расстоянием между ними и может быть сколь-угодно большой. Можно показать, что гауссова форма пакета досталяет минимум произведению $\Delta R \Delta k$, то есть для пакета произвольной формы

$$\Delta R \Delta k \geq 1. \tag{1.9}$$

Это неравенство представляет собой одно из *соотношений неопределенностей* для волновых пакетов. Другое из соотношений неопределенности мож-

но получить, попросту умножив и разделив левую часть (1.9) на величину скорости света. Величина $\Delta t = \Delta R/c$ есть характерное время, за которое пакет пролетает через заданную точку, то есть фактически неопределенность времени его 'прибытия' в эту точку. Величина же $\Delta\omega = c\Delta k$ – это, очевидно, неопределенность частоты волнового пакета. Мы получаем

$$\Delta t \Delta\omega \geq 1. \tag{1.10}$$

1.10 Соотношения неопределенностей для фотонов

Теперь мы готовы к тому, чтобы ввести в рассмотрение фотоны. Следуя Эйнштейну, будем понимать фотон как волновой пакет, энергия которого равна $\hbar\omega$. Конечно, не следует думать, что такое представление о фотонах хоть в какой-то мере является их строгим определением. Однако, его достаточно для того, чтобы порассуждать о физической природе фотонов, да и об особенностях квантовой физики вообще.

Прежде всего, у энергии фотона $E = \hbar\omega$, очевидно, имеется неопределенность, вытекающая из наличия неопределенности частоты волнового пакета.

$$\Delta t \Delta E \geq \hbar. \tag{1.11}$$

Есть квантовый аналог и у соотношения неопределенностей 'координата-волновое число'. Из курса электродинамики вы узнаете, что импульс световой волны равен ее энергии, деленной на скорость света. Поэтому неопределенность импульса $\Delta p = \Delta E/c$. Вспоминая также формулу $\Delta t = \Delta R/c$, которую мы использовали при выводе (1.10), заключаем

$$\Delta R \Delta p \geq \hbar. \tag{1.12}$$

Не знаю, знает читатель Погожева. Был такой дедушка на ФФ. Я ему сдавал физпрак по оптике, 147-й. Зашла речь о фотонах, и тут он сказал: вот вы считаете, что фотоны – это поле (на оптике) или частицы (на квантах), а ведь это очень сложная субстанция, которую вы будете проходить на старших курсах.

Так вот! Теорфизики просто смеются без остановки от того, что происходит последние несколько страниц. Это примерно как $\frac{26}{65} = \frac{2}{5}$ (вычёркиванием шестёрки в числителе и знаменателе), $\frac{19}{95} = \frac{1}{5}$ (девятки) - мы получаем верный результат, но абсолютно **не понимая**, как это работает. Тем не менее, это Рубцов рассказывает. И вам это нужно знать, потому что это спрашивают!

Мы разобрали далеко не все исторические эксперименты, приведшие в квантам, о волновой природе частиц. Но я решил их разобрать чуть позже, в теме про квазиклассическое приближение. А пока движемся дальше.