

Квантовая
лестница

Темы лекции

1. Открытие атомного ядра. *Опыт Резерфорда.*
2. Эффективное сечение реакции.
Формула Резерфорда.
3. Квантовая механика. История.
4. Волновая природа микрочастиц.
Дуализм волна-частица.
5. Волновая функция.
Её статистическая интерпретация.
6. Волновое уравнение (*уравнение Шредингера*).

Приложение 1

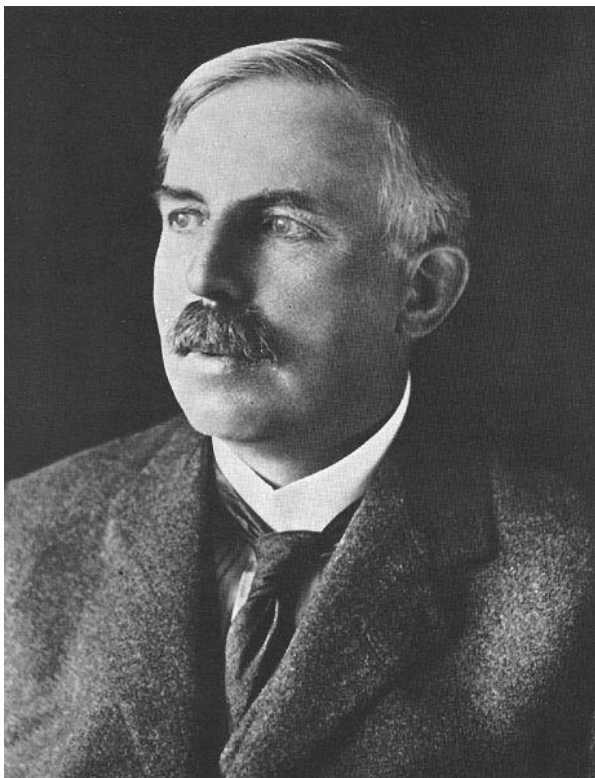
Вывод формулы Резерфорда

Приложение 2

Толстая мишень

Приложение 3

Фейнмановская трактовка квантовой механики



Атомное ядро открыто
в **1911 г.**
Эрнстом Резерфордом
в лаборатории
Манчестерского
университета (Англия)
в результате анализа опытов
Гейгера и *Марсдена*
по рассеянию α -частиц
на тонких золотых
и платиновых фольгах,
начатых в **1909 г.**

Резерфорд :

«Все науки можно разделить на две группы
– на физику и коллекционирование марок»

КЛЮЧЕВЫЕ ЭТАПЫ В ПОЗНАНИИ СТРОЕНИЯ ЯДРА

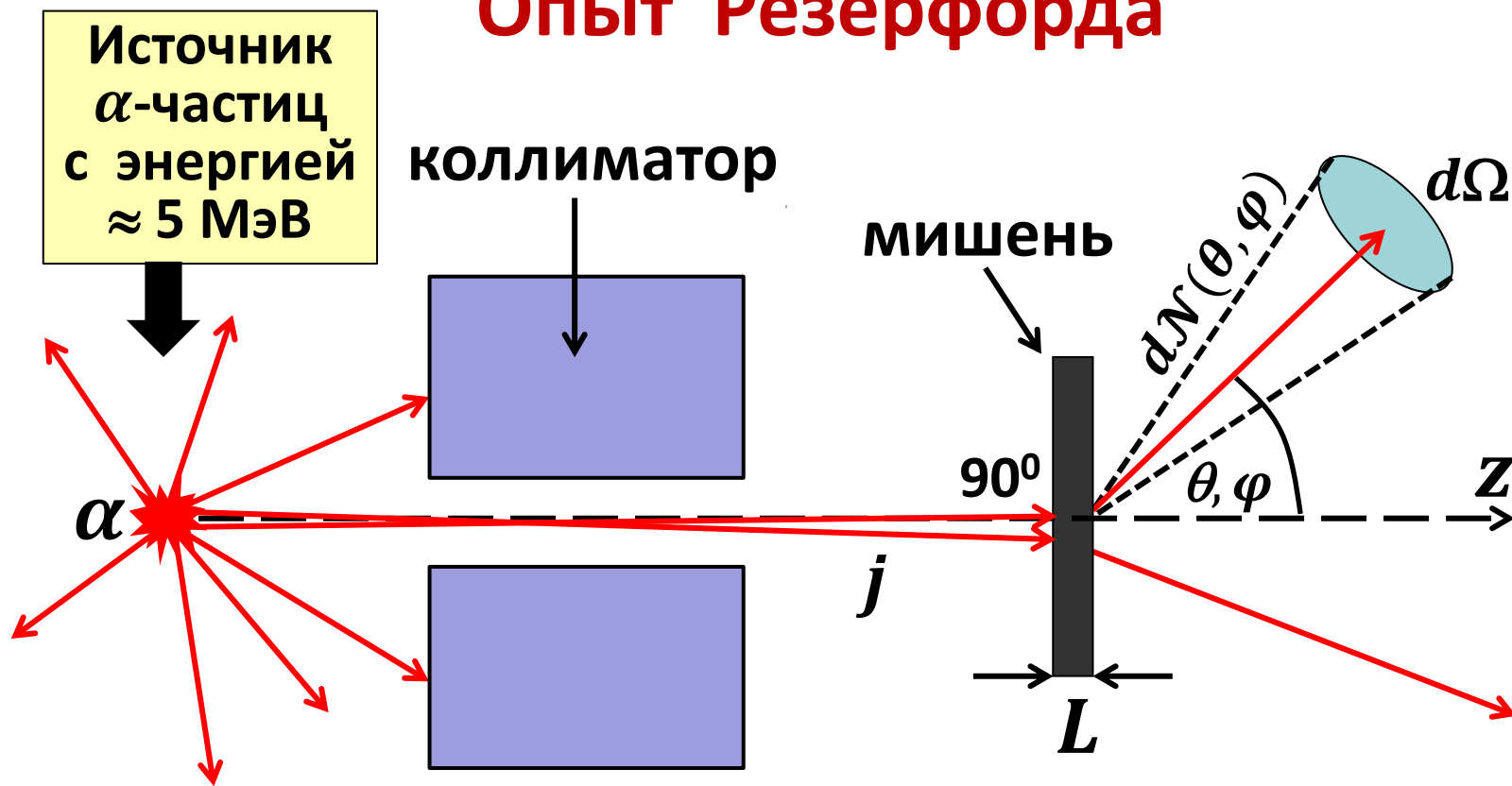
- 1909 г.** – Опыты *Гейгера* и *Марсдена* (*опыт Резерфорда*), **Англия**,
- 1911 г.** – Открытие ядра атома (*Резерфорд*, **Англия**),
- 1919 г.** – Открытие протона (*Резерфорд*, **Англия**),
- 1932 г.** – Открытие нейтрона (*Чэдвик*, **Англия**),
- 1932 г.** – Протон-нейтронная модель ядра, *Майорана*, **Италия**, *Д.Д. Иваненко*, **СССР**, *Гейзенберг*, **Германия**,
- 1964 г.** – Кварковое строение протона и нейтрона, *Гелл-Манн*, *Цвейг*, **США**.

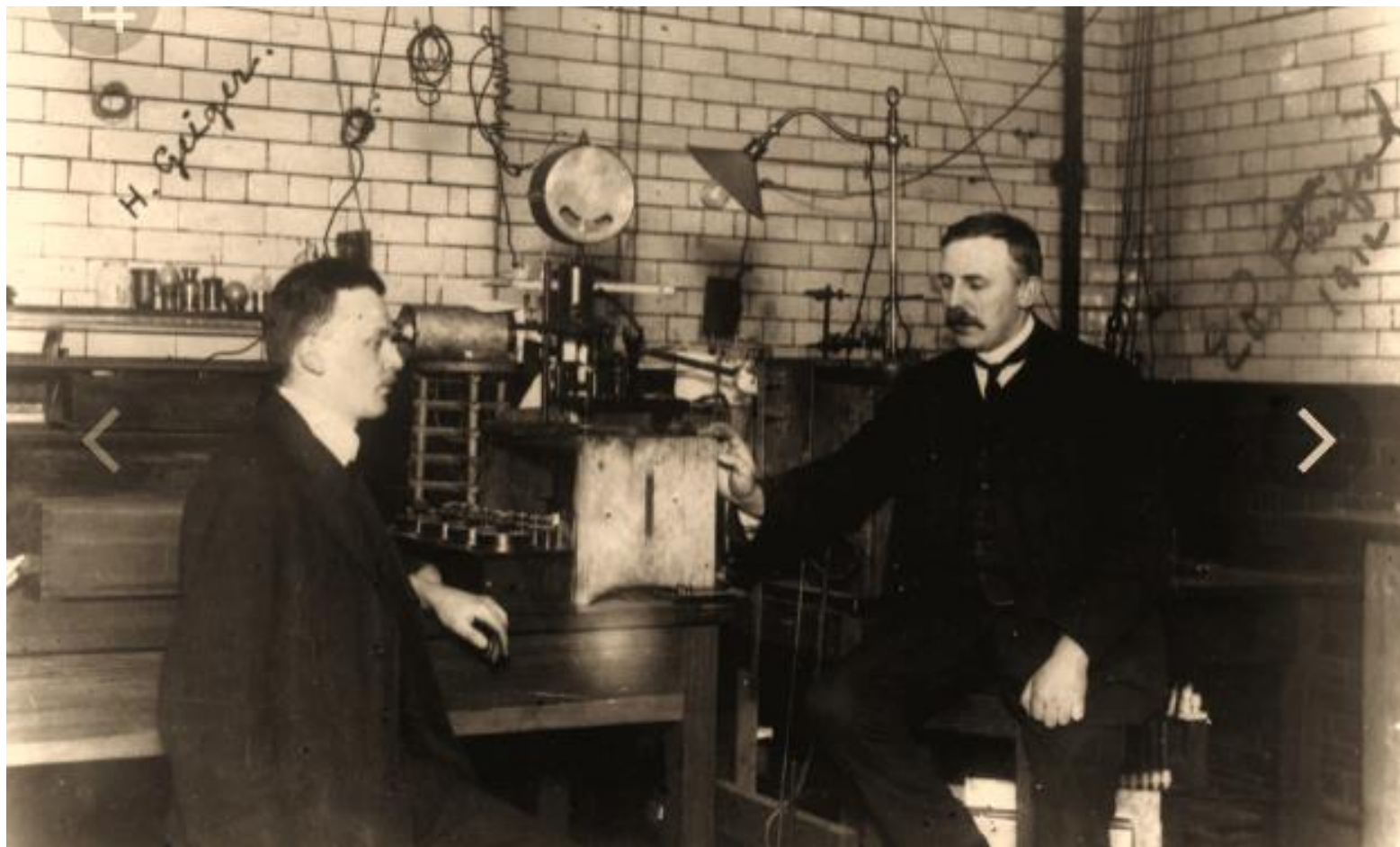
Некоторые свойства частиц, из которых состоит атом

Частица	Заряд	Спин	Масса (mc^2), МэВ	Среднее время жизни
p	$+e$	1/2	938,272	$> 10^{33}$ лет
n	0	1/2	939,565	$878,4 \pm 0,5$ с
e	$-e$	1/2	0,511	$> 6,6 \cdot 10^{28}$ лет

$$m_e \approx 9,11 \cdot 10^{-28} \text{ г,}$$
$$m_p \approx 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ г}$$

Опыт Резерфорда



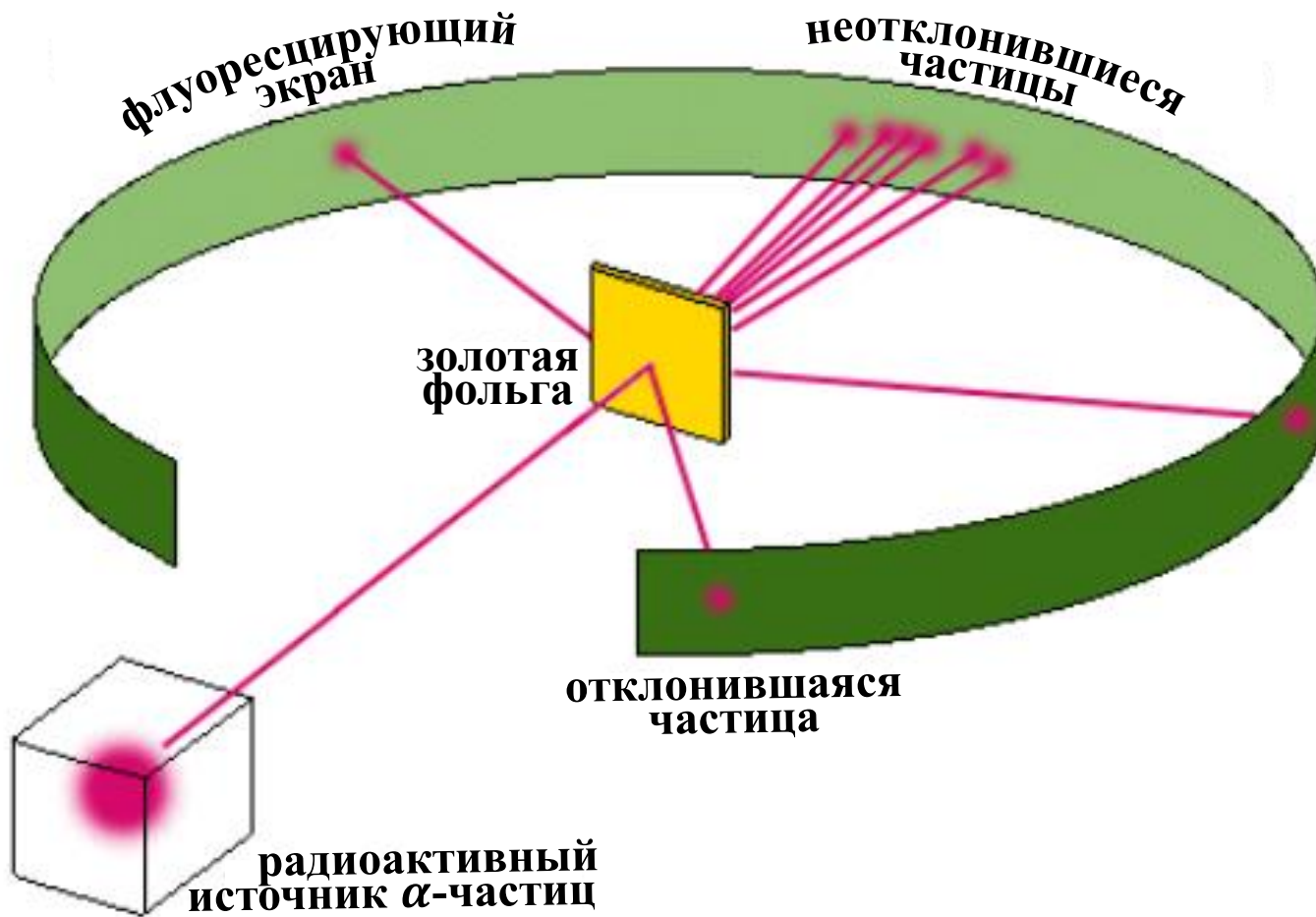


Ганс Гейгер

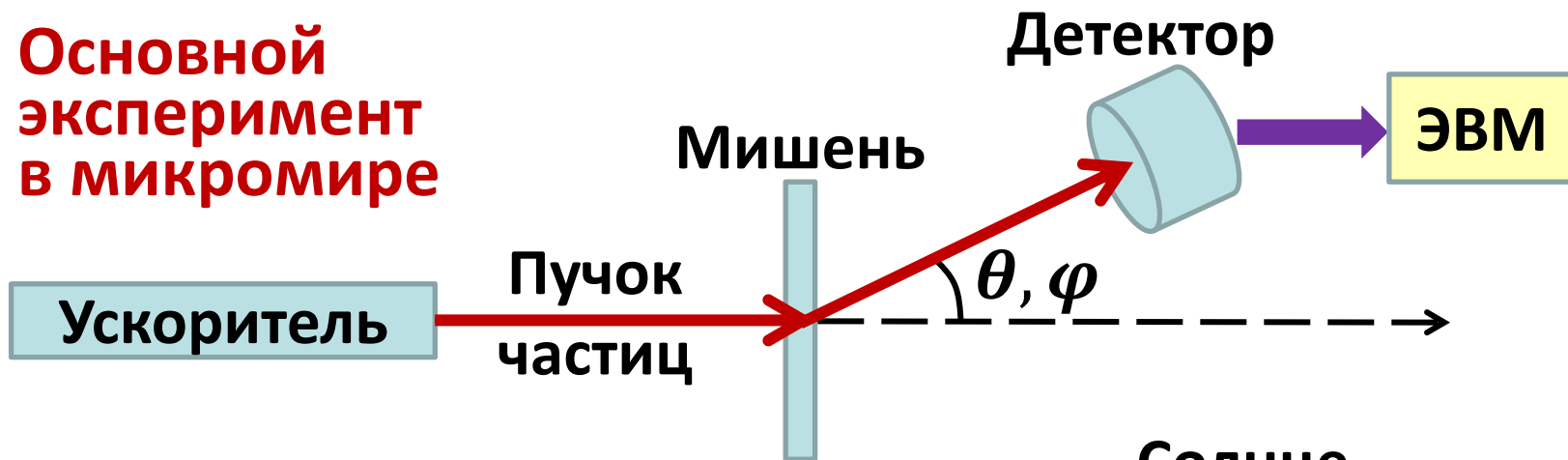
Эрнест Резерфорд



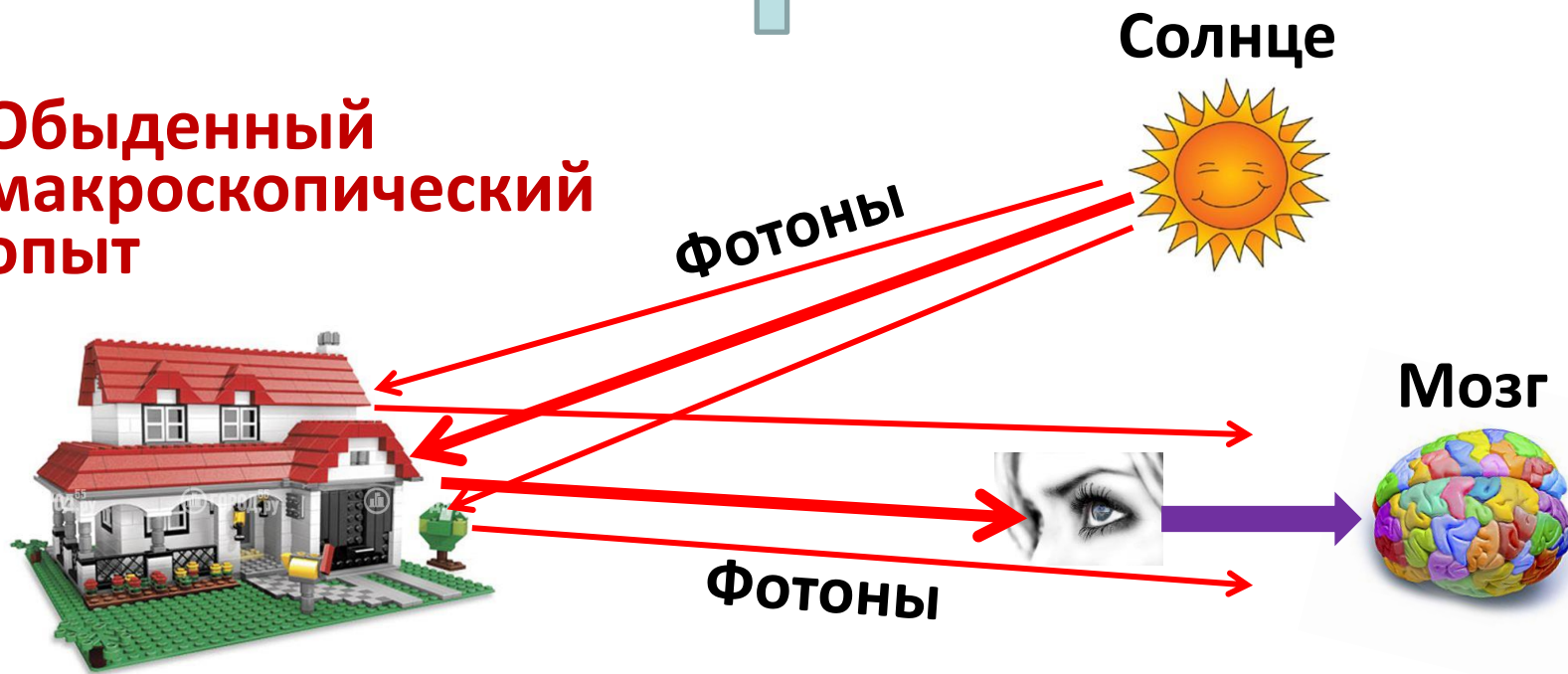
Эрнест
Марсден



Основной эксперимент в микромире



Обыденный макроскопический опыт



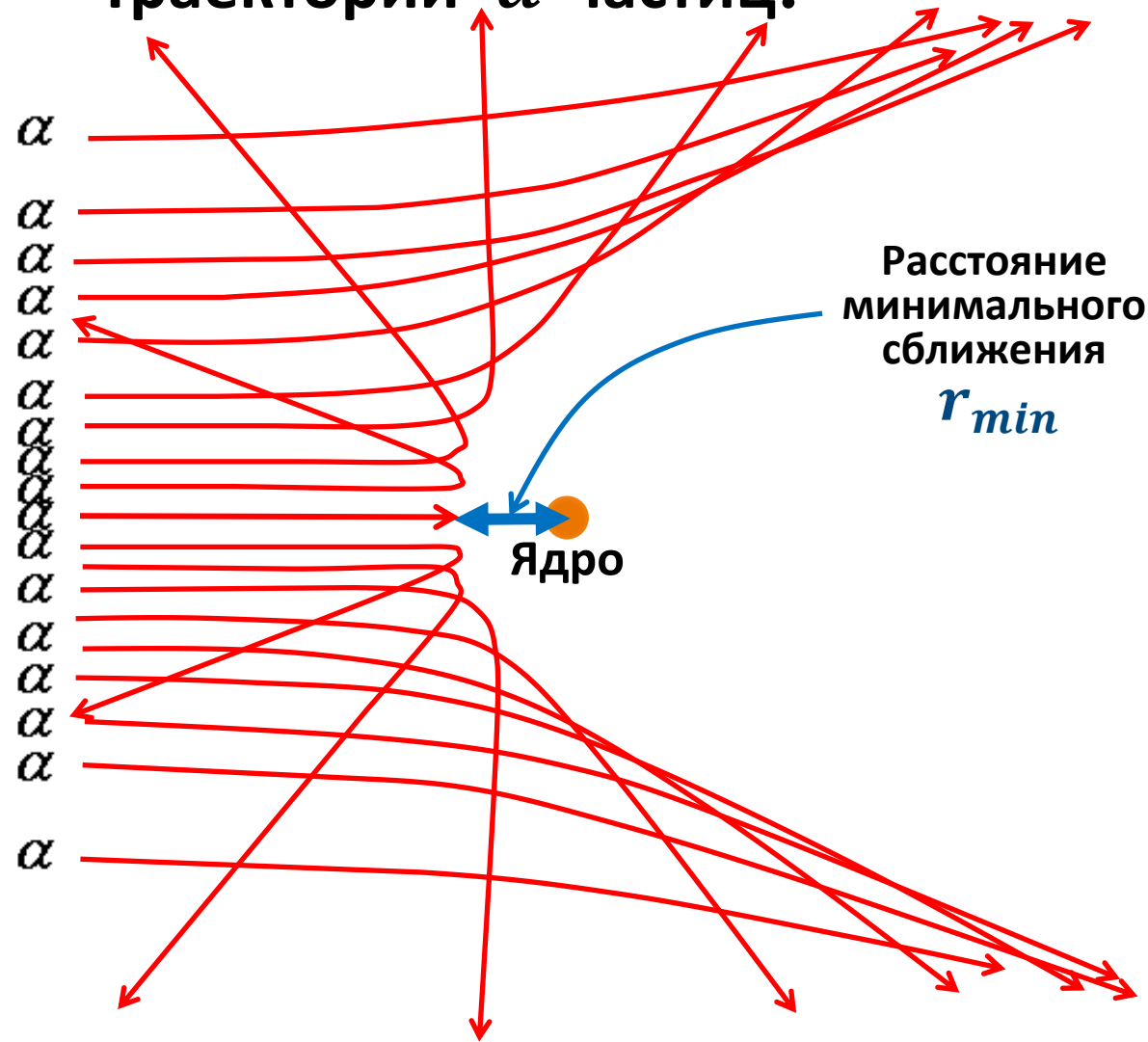
До опыта *Резерфорда* существовала модель атома *Томсона* (открывателя электрона), согласно которой атом – в целом нейтральная сфера размером 10^{-8} см с равномерно распределёнными по её объёму положительным зарядом и массой. Электроны представлялись вкрапленными в эту сферу, подобно «изюму в пудинге».

В опыте *Резерфорда* было обнаружено, что примерно в одном случае из **8000** однократно рассеянная α -частица отражается мишенью назад, т. е. меняет импульс на противоположный. Это нельзя объяснить моделью *Томсона*, в которой атом – слишком рыхлая система и силы, действующие на α -частицу, слишком малы, чтобы резко изменить её траекторию. Повернуть α -частицу обратно может лишь очень компактный ($\ll 10^{-8}$ см) положительно заряженный объект с массой $M \gg m_\alpha$.

Анимация на Лекции:

Рассеяние α -частиц атомными ядрами

Траектории α -частиц:



Гауссова система единиц!

$$1 \text{ Ферми} = 1 \text{ Фм} = 10^{-13} \text{ см},$$
$$1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$$

Важные для вычислений величины:

Переходная константа

$$\hbar c = 197 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм} \approx 200 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм},$$

Постоянная тонкой структуры $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137},$

Произведение констант $\alpha \cdot \hbar c = 1,44 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}.$

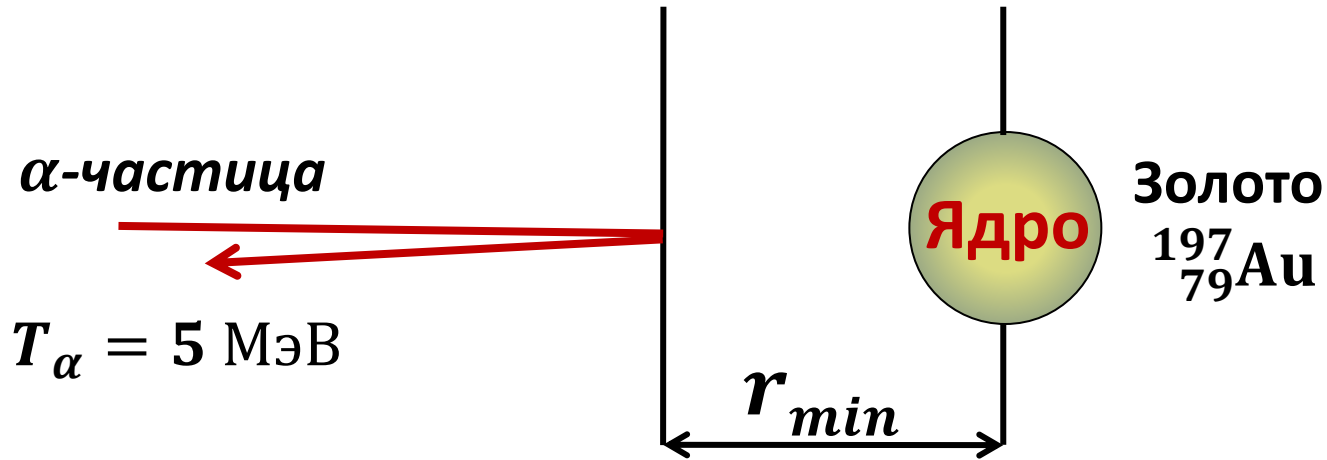
Z – число протонов

N – число нейтронов

$A = Z + N$ – массовое число или число нуклонов



Что о размере ядра мог сказать Резерфорд?



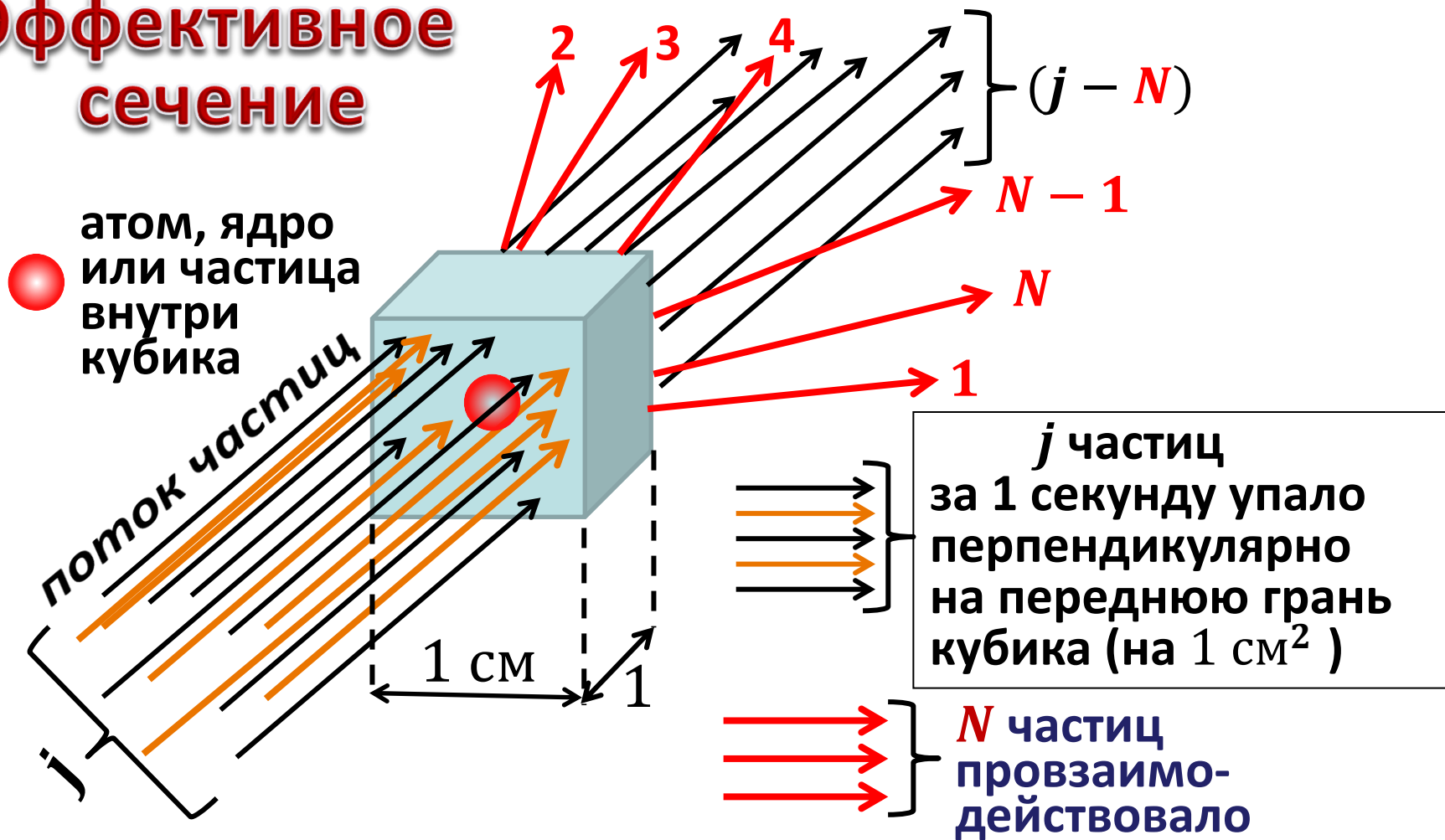
Рассеяние назад:

$$T_\alpha = V_{\text{кул}} = \frac{Z_\alpha Z_\text{я} e^2}{r_{min}}$$

$$\begin{aligned} r_{min} &= \frac{Z_\alpha Z_\text{я} e^2}{T_\alpha} = \frac{Z_\alpha Z_\text{я}}{T_\alpha} \cdot \frac{e^2}{\hbar c} \cdot \hbar c = \\ &= \frac{2 \cdot 79}{5 \text{ МэВ}} \cdot \frac{1}{137} \cdot 197 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм} \approx 46 \text{ Фм} = 4,6 \cdot 10^{-12} \text{ см} \end{aligned}$$

Это примерно в 7 раз больше радиуса ядра золота

Эффективное сечение



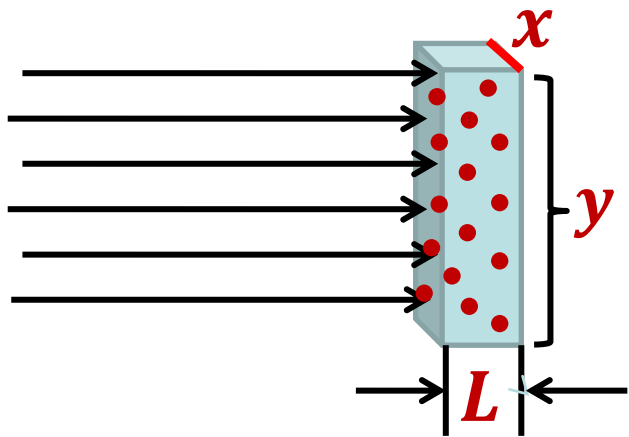
Вероятность взаимодействия или *эффективное сечение* σ

$$\sigma = \frac{N}{j} \quad [\sigma] = \text{см}^2$$

j – плотность потока частиц ($\text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}$)

**Рассмотрим теперь мишень,
содержащую не одно,
а много ядер**

Полное сечение на одном ядре в 1 см^3 : $\sigma = \frac{N}{j}$



Единица
полного сечения:
 $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$

Число N частиц, испытавших в единицу времени взаимодействие с ядрами тонкой мишени и изменивших траекторию (однократно рассеявшихся), даётся выражением

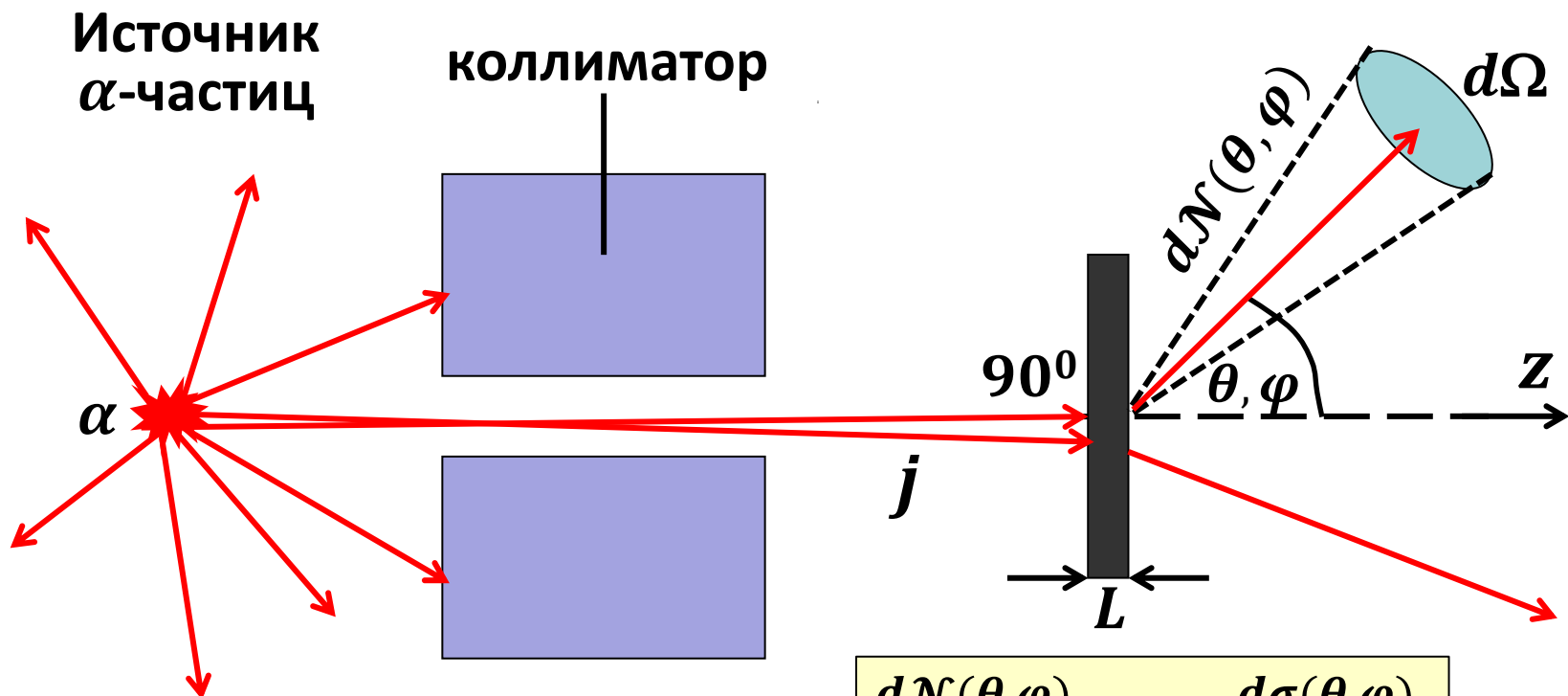
$$N = jnSL\sigma = jM\sigma,$$

где n – число ядер мишени в 1 см^3 ,
 SL – число кубиков объёмом 1 см^3 ,
 $S = x \cdot y$ – поперечная облучаемая площадь мишени,
а M – число рассеивающих центров в облучаемой части мишени,

$$dN(\theta, \varphi) = jM \cdot d\sigma(\theta, \varphi) \longrightarrow \frac{dN(\theta, \varphi)}{d\Omega} = jM \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$$

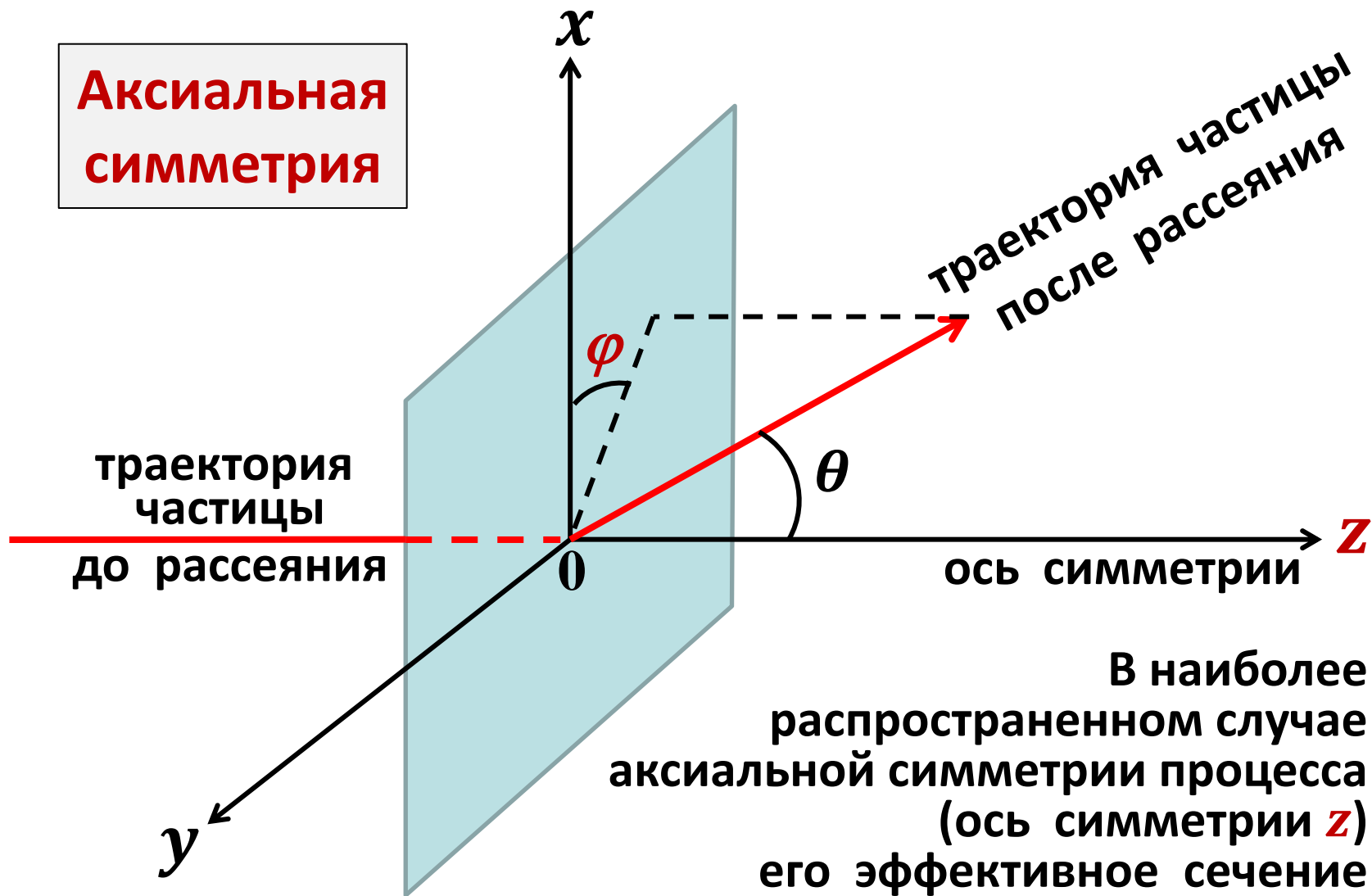
$\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$ – Дифференциальное сечение

Опыт Резерфорда и дифференциальное сечение



$$\frac{dN(\theta, \varphi)}{d\Omega} = jM \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega}$$

**Аксиальная
симметрия**



траектория
частицы
до рассеяния

траектория частицы
после рассеяния

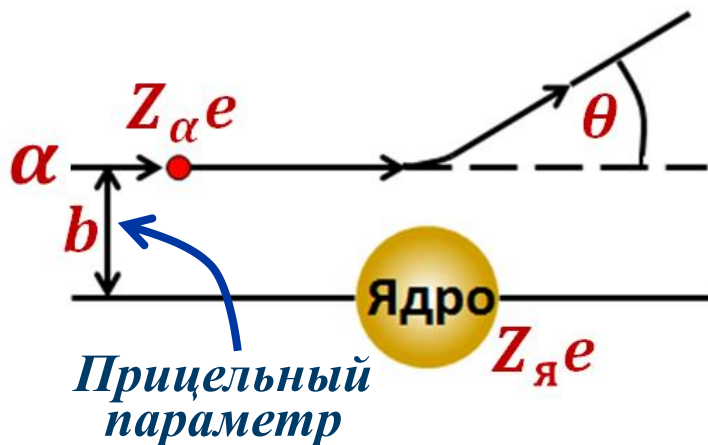
ось симметрии

В наиболее
распространенном случае
аксиальной симметрии процесса
(ось симметрии z)
его эффективное сечение
не зависит от азимутального угла φ

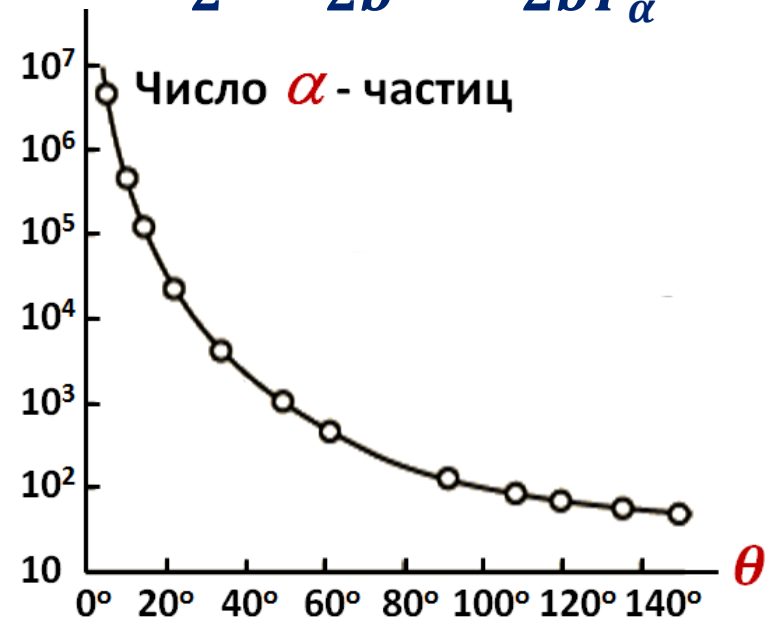
Формула Резерфорда

Для однократного кулоновского взаимодействия точечных заряженных частиц и ядер, не имеющих внутреннего вращательного момента (спина) имеет место **формула Резерфорда** (вывод в **Приложении 1**) для дифференциального сечения упругого рассеяния (отдачей ядра пренебрегаем).

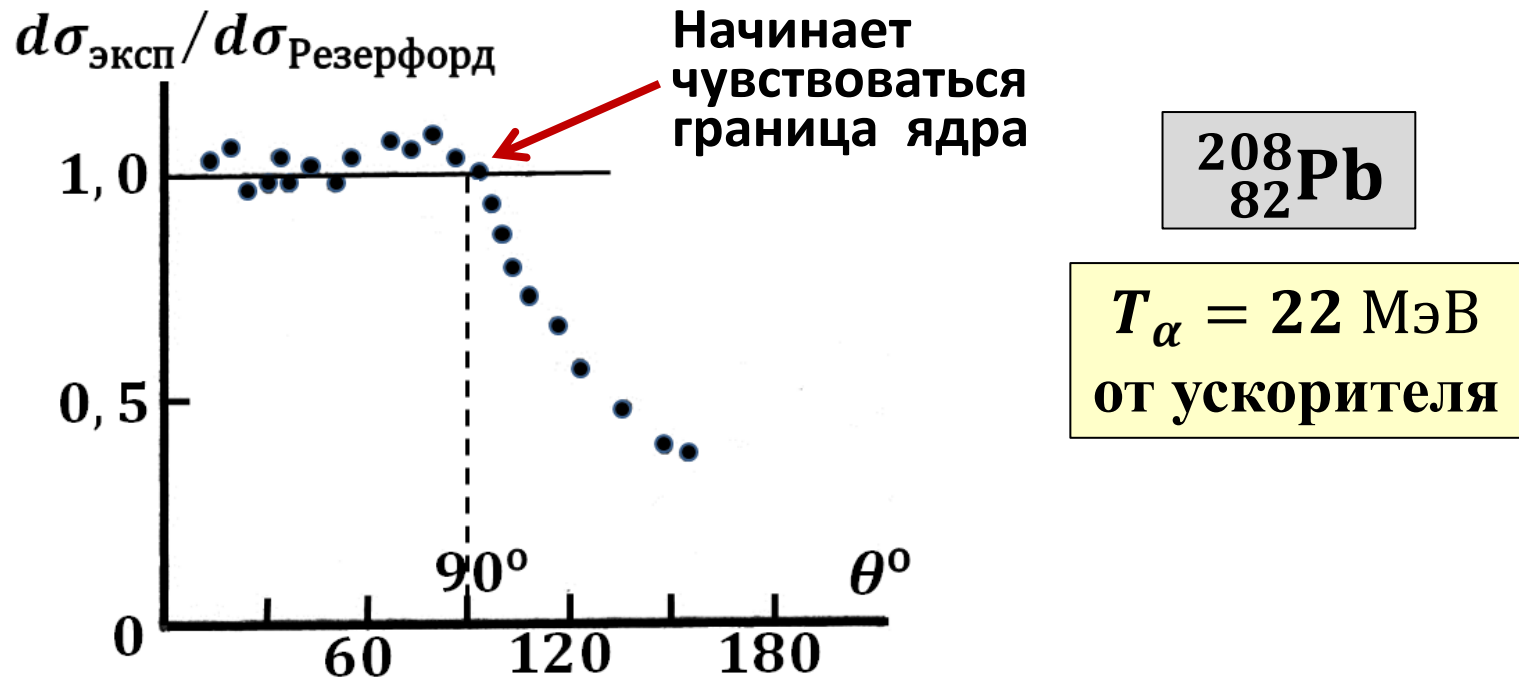
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_\alpha Z_\text{я} e^2}{4T_\alpha} \right)^2 \frac{1}{\text{Sin}^4 \frac{\theta}{2}}$$



$$\text{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{r_{\min}}{2b} = \frac{Z_\alpha Z_\text{я} e^2}{2bT_\alpha}$$



Для того, чтобы в опыте по Резерфордскому рассеянию α -частиц достичь границы ядра, необходимо использовать α -частицы от ускорителя



$$b_{90^\circ} = \frac{Z_\alpha Z_{\text{Pb}} e^2}{2 \operatorname{tg} \frac{90^\circ}{2} \cdot T_\alpha} = \frac{2 \cdot 82 \cdot 1,44 \text{ МэВ} \cdot \Phi_{\text{М}}}{2 \operatorname{tg} 45^\circ \cdot 22 \text{ МэВ}} \approx$$

$$\approx 5,4 \text{ ФМ} = 5,4 \cdot 10^{-13} \text{ см} .$$

Это уже соответствует реальному радиусу ядра свинца (и золота)

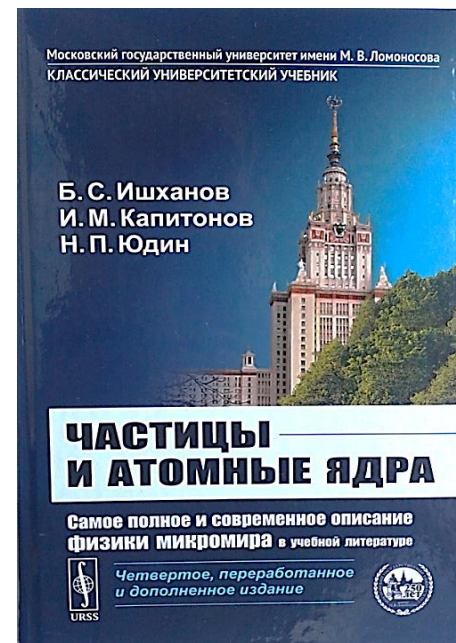
**Для понимания
явлений микромира
необходима**

Квантовая механика

Для знакомства с квантовой механикой
используйте
Классический университетский учебник
Б.С. Ишханова, И.М. Капитонова, Н.П. Юдина
«ЧАСТИЦЫ И АТОМНЫЕ ЯДРА»
Глава 2, §§1-8, 10, 17 (примерно 26 страниц)



2013



2018

Краткая история

- Зарождение представления о кванте излучения (1900, Планк).
- Гипотеза о волнах, связанных с каждой материальной частицей (1924, де Бройль).
- Введение понятия спина и формулировка принципа запрета для частиц с полуцелым спином (1925, Паули).
- Формулировка матричной квантовой механики (1925, Гейзенберг).
- Формулировка волновой квантовой механики и получение нерелятивистского волнового уравнения (1926, Шредингер).
- Установление принципа (соотношения) неопределённости (1927, Гейзенберг).
- Получение релятивистского квантового уравнения (1928, Дирак).



Планк



Де Бройль



Паули



Шредингер



Гейзенберг



Дирак


1923-1924 г. Луи де Бройль:

Гипотеза о волнах, связанных с каждой материальной частицей (Nobel Prize 1929 г. За открытие волновой природы электрона)



Были известны следующие соотношения для фотона:

$$E = \hbar\omega = h\nu = pc$$



$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}, \text{ так как } \nu\lambda = c.$$

Де Бройль обобщил соотношение $p = \frac{h}{\lambda}$ для любой (в том числе и массивной) частицы (вначале – для электрона).

h – постоянная Планка

($6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·сек = $4,14 \cdot 10^{-21}$ МэВ·сек).

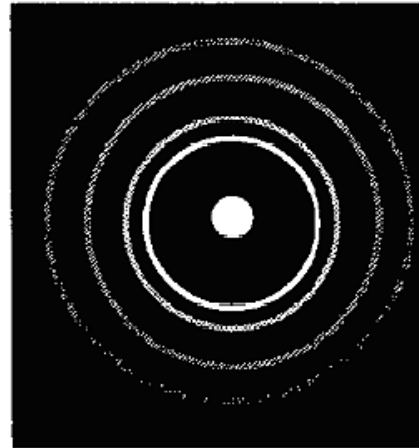
$\hbar = h/2\pi$ (приведённая постоянная Планка).

В **1927** г. *Дэвиссон и Джермер* (США) и *Дж. Томсон* (Англия)
впервые наблюдали дифракцию электронов
(**Nobel Prize, 1937**)



Дэвиссон, Джермер

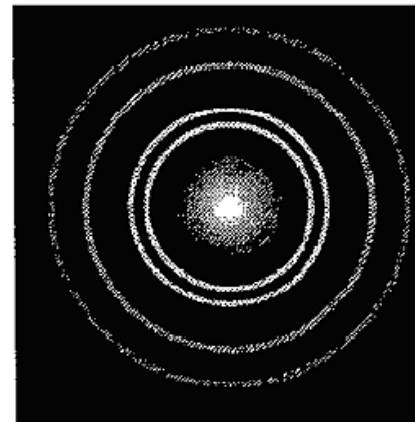
*Современные
данные*



Дифракция
электронов
с энергией 0,6 кэВ
на алюминиевой
фольге

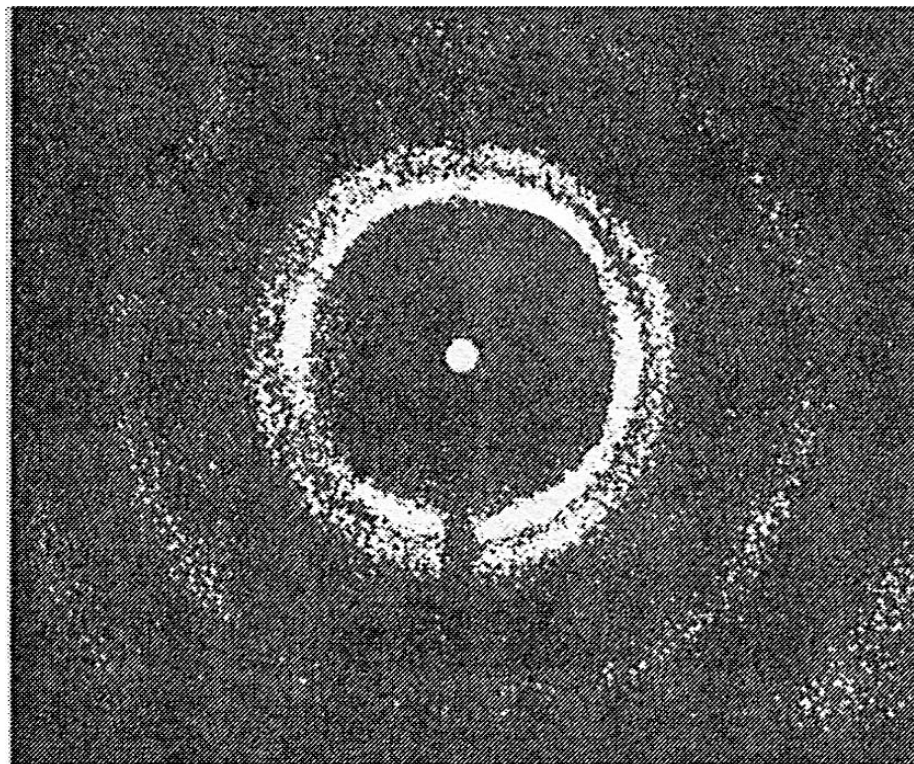


Томсон



Дифракция
рентгеновских
фотонов
с энергией 1,8 кэВ
на алюминиевой
фольге

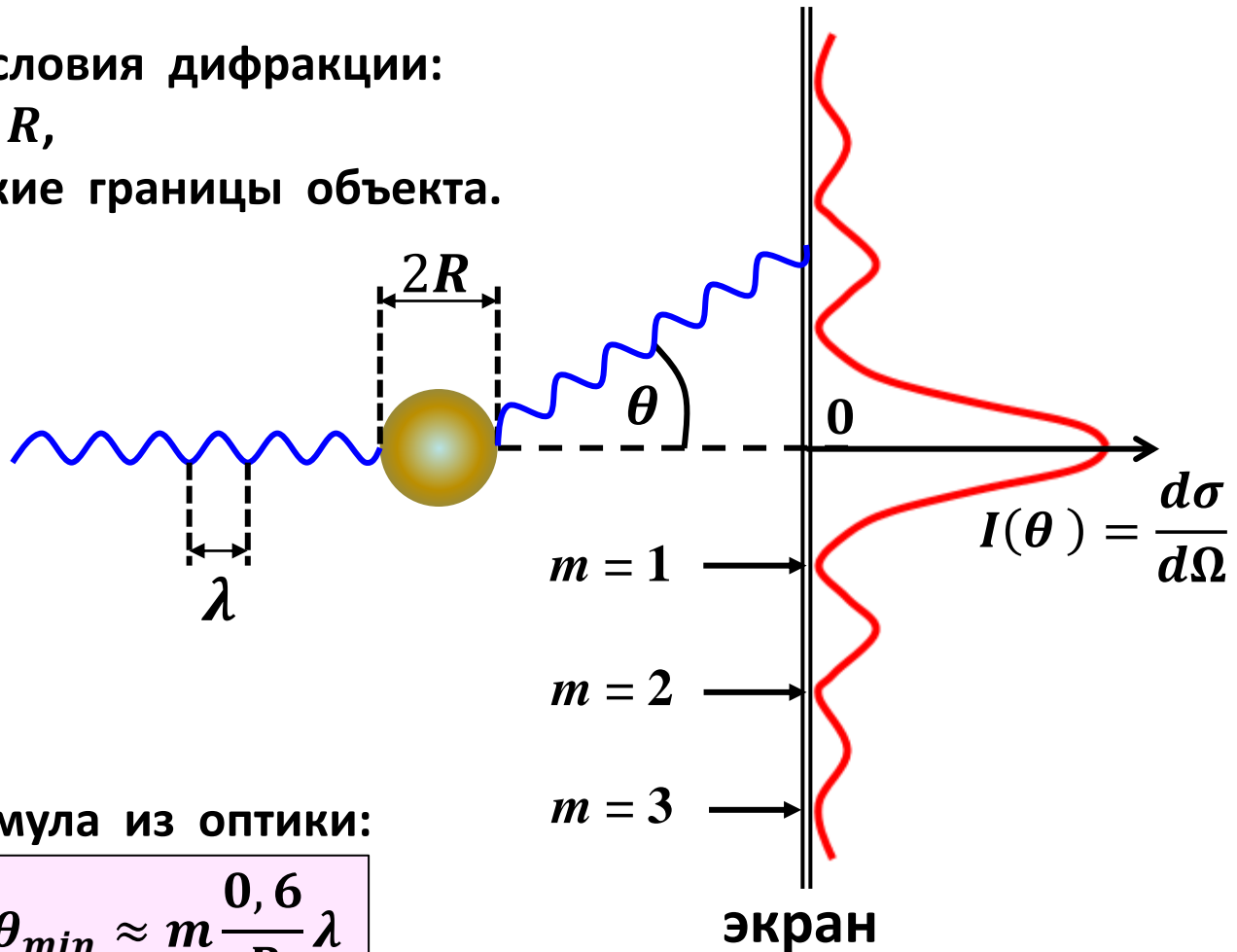
**Дифракция нейтронов с энергией 0,058 эВ
на поликристаллической мишени меди**



Дифракция на круглом (сферическом) объекте

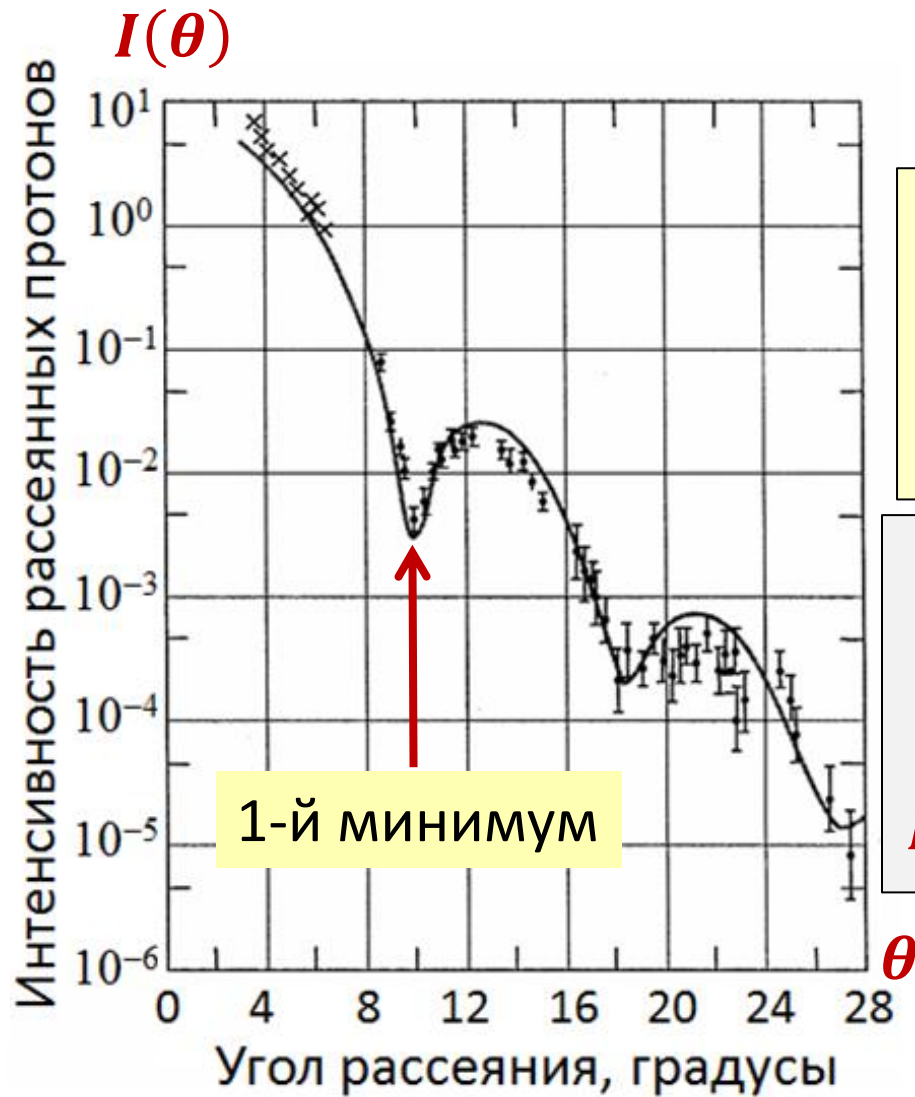
Два условия дифракции:

- 1) $\lambda < R$,
- 2) Чёткие границы объекта.



Формула из оптики:

$$\sin\theta_{min} \approx m \frac{0,6}{R} \lambda$$



Рассеяние протонов
с энергией **1 ГэВ**
на ядре кислорода.
Длина волны протона
0,73 Фм.

1-й минимум
при $\theta \approx 10^\circ$,
откуда радиус
ядра кислорода

$$R = \frac{0,6 \cdot 0,73 \text{ Фм}}{\text{Sin}10^\circ} = 2,5 \text{ Фм}$$

**Частицы – волны де Бройля.
Удобные формулы
для расчёта длин волн:**

$$\lambda = \frac{h}{p} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{h}{\sqrt{2mT}} = \frac{2\pi\hbar c}{\sqrt{2mc^2T}} \approx \frac{6,28 \cdot 200 \text{ МэВ} \cdot \text{ФМ}}{\sqrt{2mc^2T(\text{МэВ})}}, \quad \text{если } v \ll c \\ \frac{hc}{pc} \approx \frac{hc}{T} = \frac{2\pi\hbar c}{T} \approx \frac{6,28 \cdot 200 \text{ МэВ} \cdot \text{ФМ}}{T(\text{МэВ})}, \quad \text{если } v \approx c \end{array} \right.$$

Промежуточный (универсальный) случай:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar c}{\sqrt{T(2mc^2 + T)}} = \frac{6,28 \cdot 200 \text{ МэВ} \cdot \text{ФМ}}{\sqrt{T(2mc^2 + T)\text{МэВ}}}$$

Видео на Лекции:

**Опыт с двумя щелями
как иллюстрация поведения
квантовых объектов**

1. Классические частицы,

2. Волны,

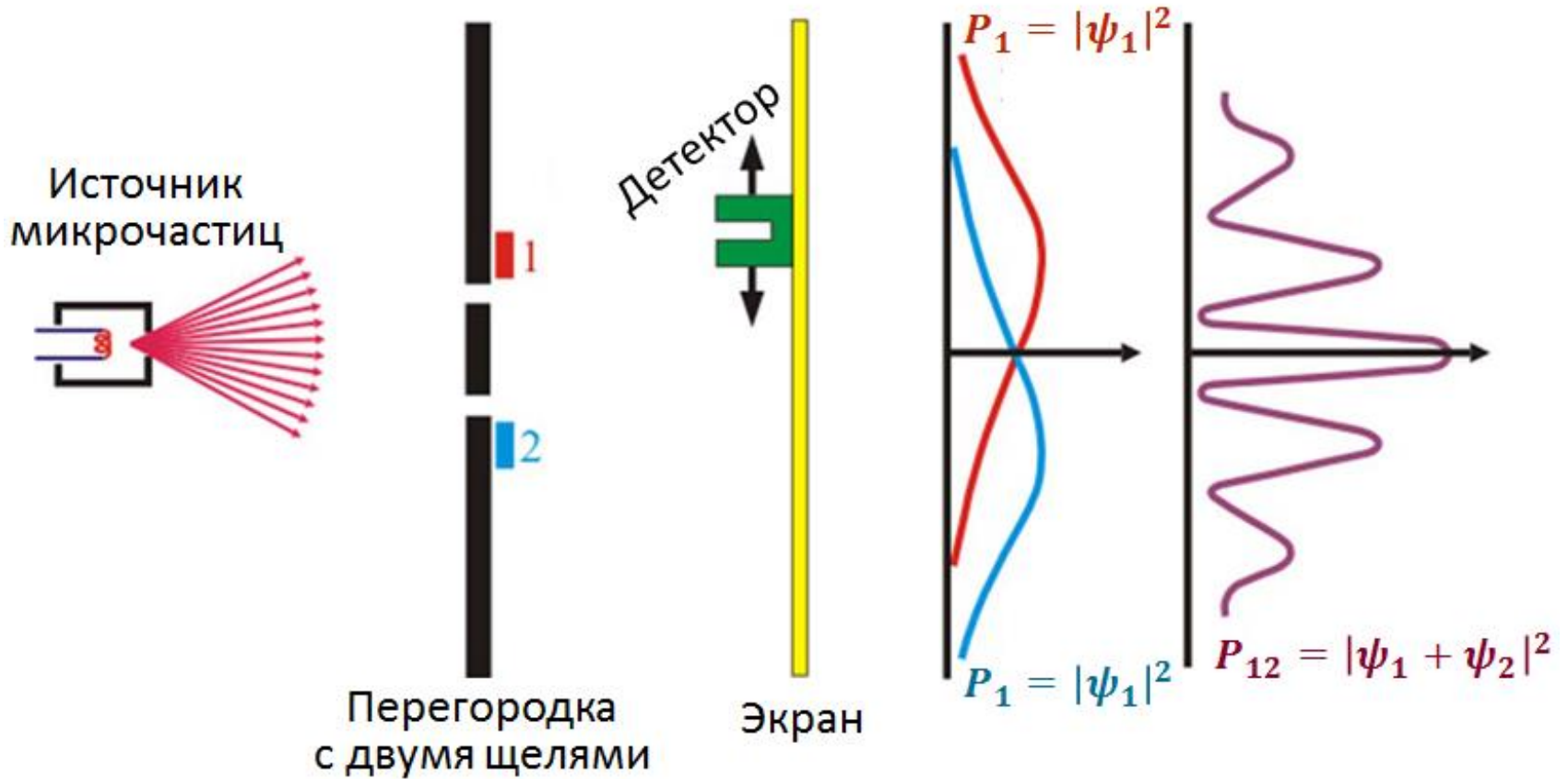
3. Квантовые объекты

**падают на две близкие,
узкие и параллельные щели
и результат отражается
на экране за щелями**

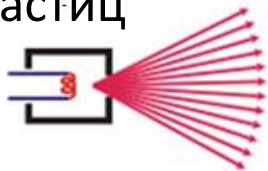
**WAVE
PARTICLE DUALITY**

All the animations and explanations on
www.toutestquantique.fr

Схема показанного опыта



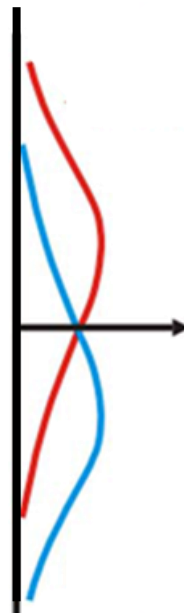
Источник
классических
частиц



Перегородка
с двумя щелями



Экран

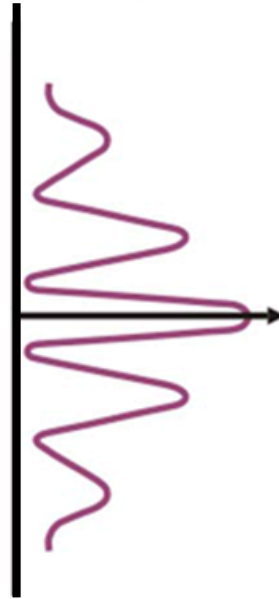


**Опыт
с
классическими
частицами**

Источник
квантовых
частиц



Перегородка
с двумя щелями



Экран

**Опыт
с
квантовыми
частицами**

Результаты опыта с двумя щелями:

1

**Классические частицы
посылаются на две щели.
Они ударяют в экран хаотично.**

2

**Волны посылаются на две близкие щели,
что вызывает интерференцию.
На экране возникают
характерные интерференционные полосы.**

3

Квантовые объекты падают на две щели.

**Квантовая волна, касаясь экрана,
внезапно редуцирует (схлопывается) в частицу
и это происходит чаще там,
где интерферирующая волна интенсивнее.
Итак, для квантовых объектов наблюдаются
столкновения с экраном
как для классических частиц
и интерференционные полосы как для волн.**

4

Если экспериментатор определяет, через какую щель проходит волна, то она в точке наблюдения редуцирует (схлопывается) и проходит теперь только через одну из двух щелей. Интерференция больше не возникает и интерференционные полосы на экране не появляются.

В присутствии наблюдателя эксперимент модифицируется.

О чём свидетельствует этот опыт?

О дуализме «волна-частица» квантового объекта

- Когда мы наблюдаем за квантовым объектом, он всегда предстает компактной частицей малых размеров в определенной точке пространства.
- Когда мы не «смотрим» на него, он «размазан» в пространстве в виде некой волны.
- Амплитуда этой волны в данной точке пространства (*точнее, квадрат амплитуды*) пропорциональна вероятности обнаружить квантовый объект в данной точке пространства.
- Волна схлопывается в компактную частицу с вышеуказанной вероятностью, когда мы «посмотрим» на квантовый объект.

**Что значит
«смотреть», «наблюдать»,
«обнаружить»
квантовый объект?**

Это значит – зафиксировать, зарегистрировать его появление прибором классических размеров.

**Соприкосновение (взаимодействие)
квантового объекта**

с телом классических размеров приводит к схлопыванию волны вероятности объекта.

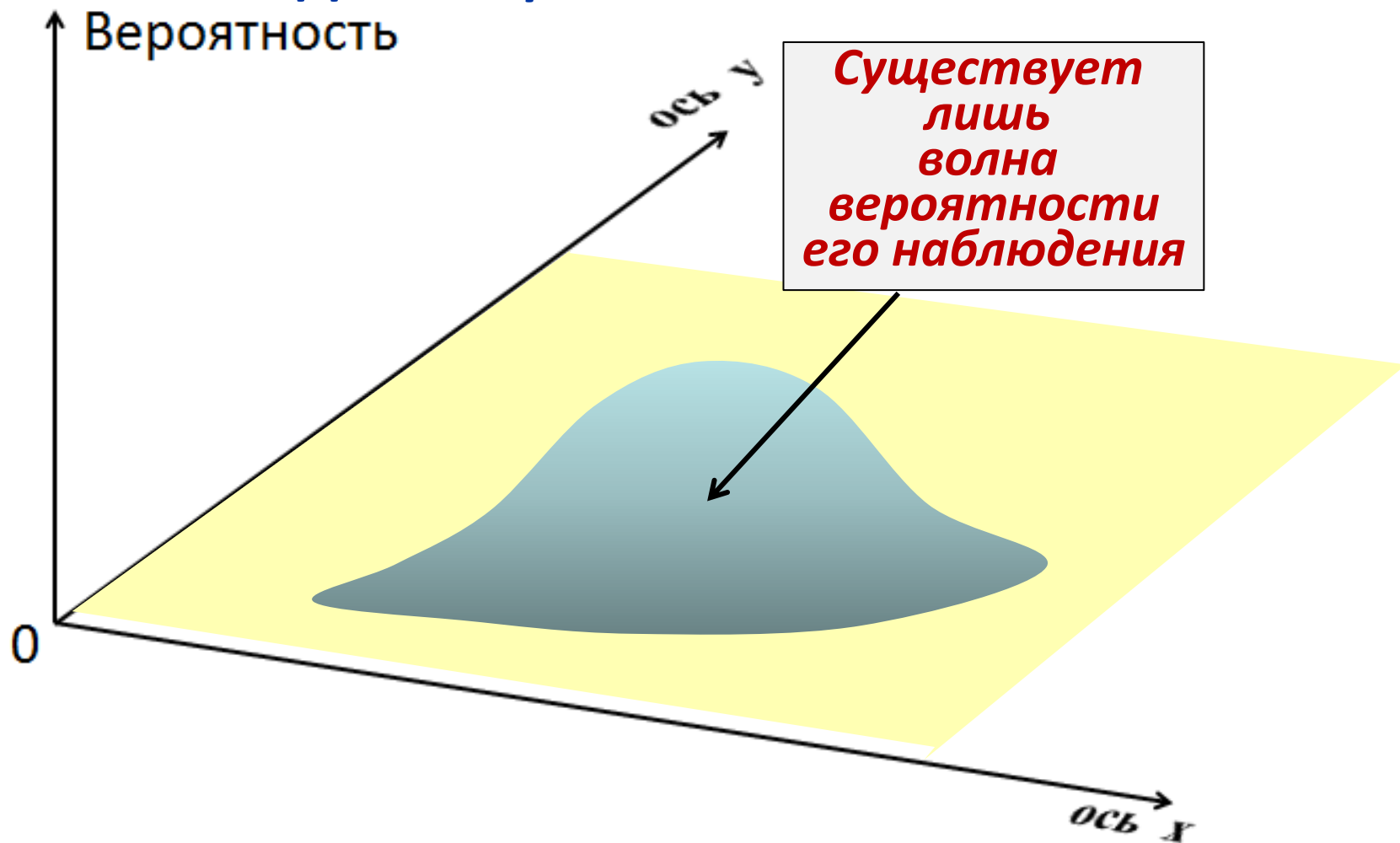
**Он предстает компактной частицей
малых размеров
в определённой точке пространства.**

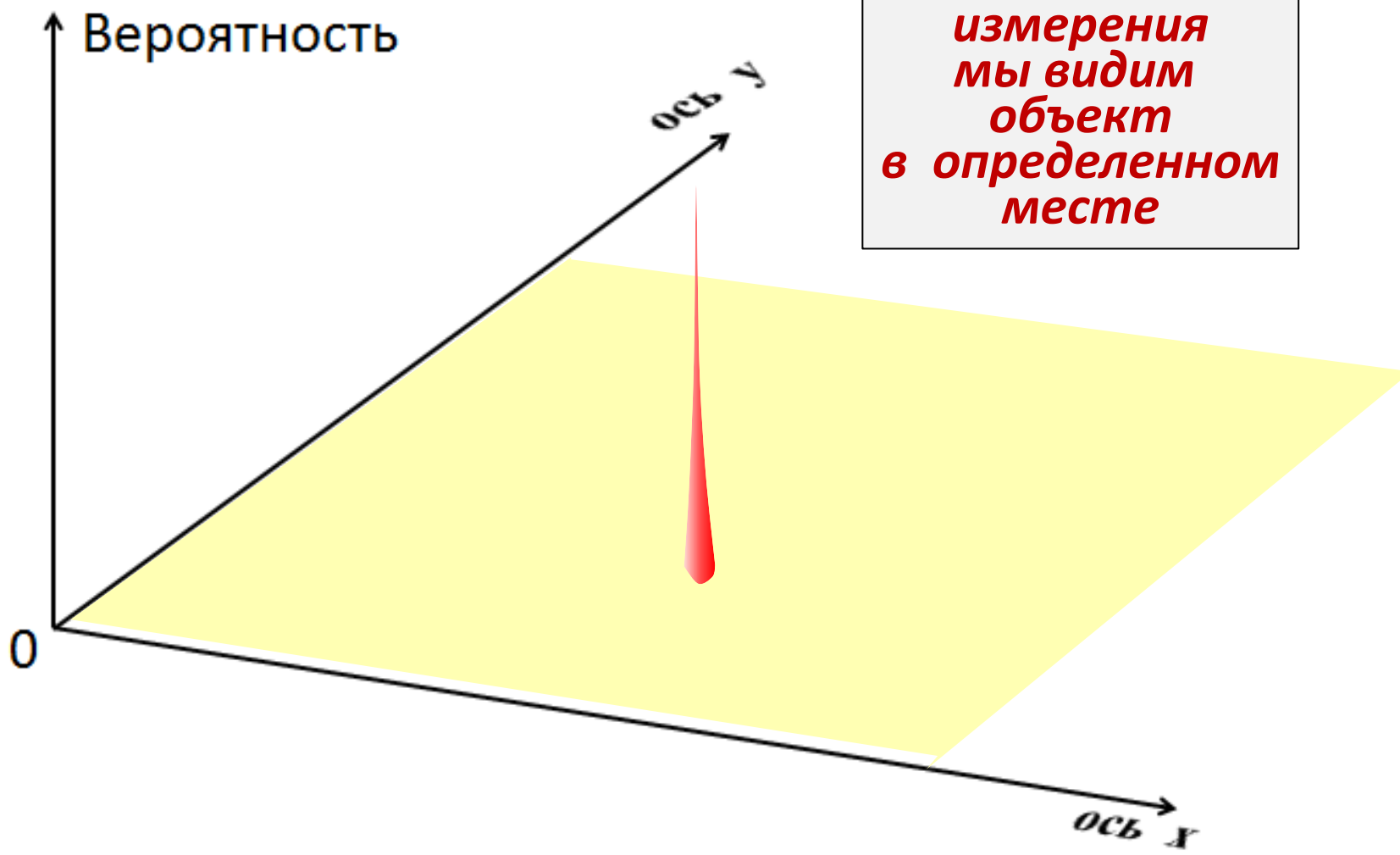
***Квантовый объект не имеет
определённого положения
до проведения измерения***

**Эта трактовка квантовой механики
наиболее распространена и принадлежит
Копенгагенской школе Нильса Бора**

Квантовый объект до и после измерения

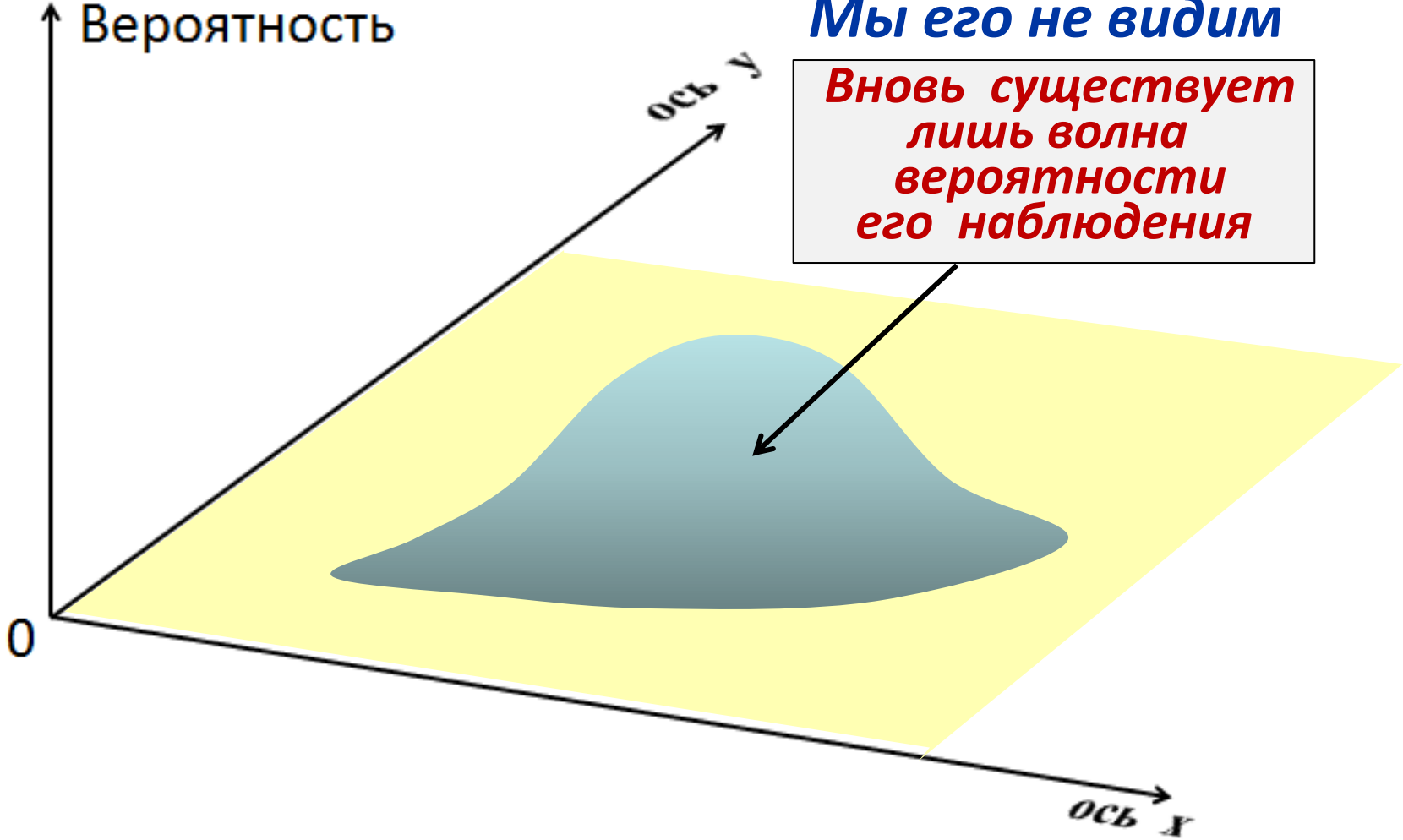
До измерения мы не видим объект



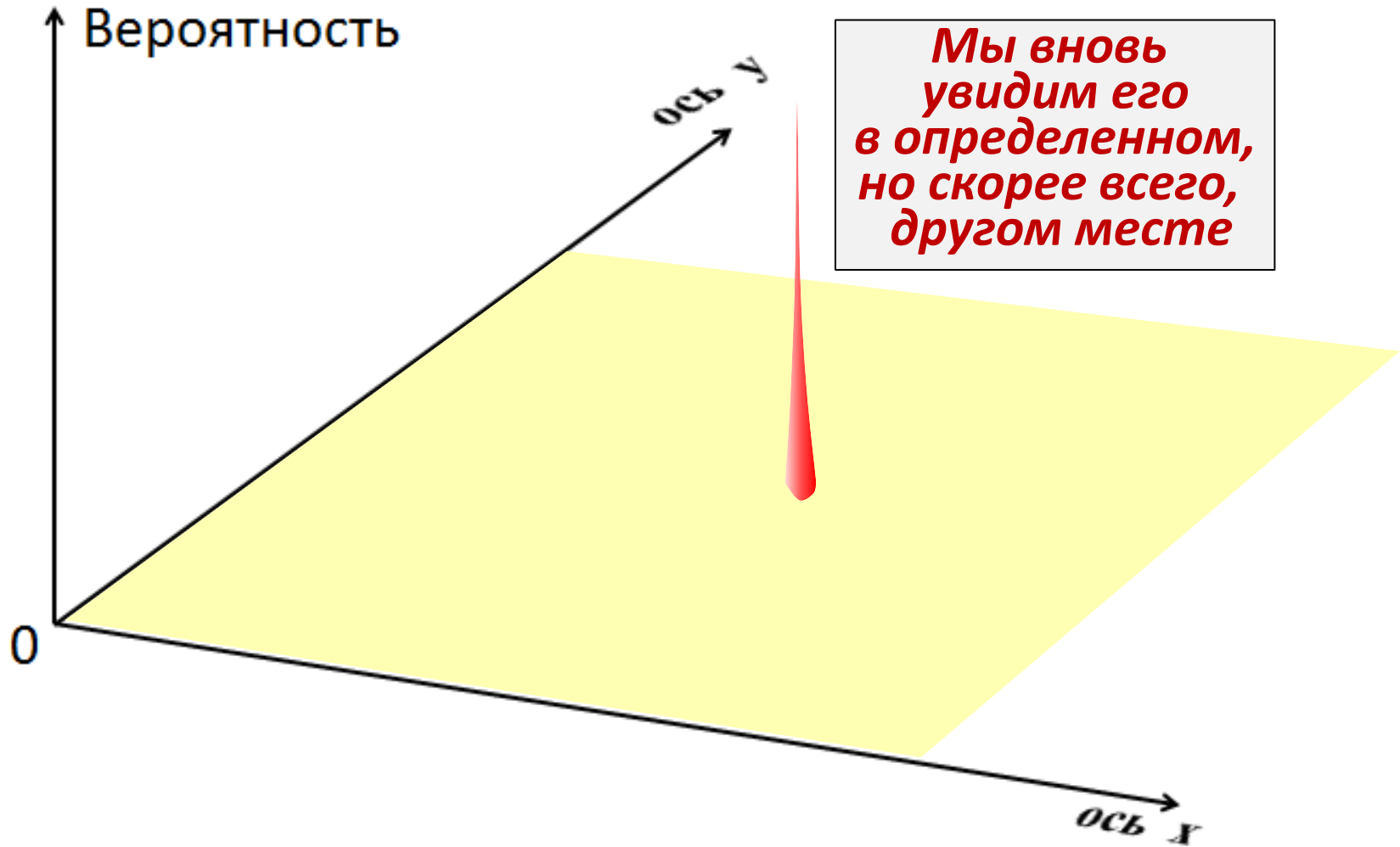


**После
измерения
мы видим
объект
в определенном
месте**

Отвернемся от квантового объекта

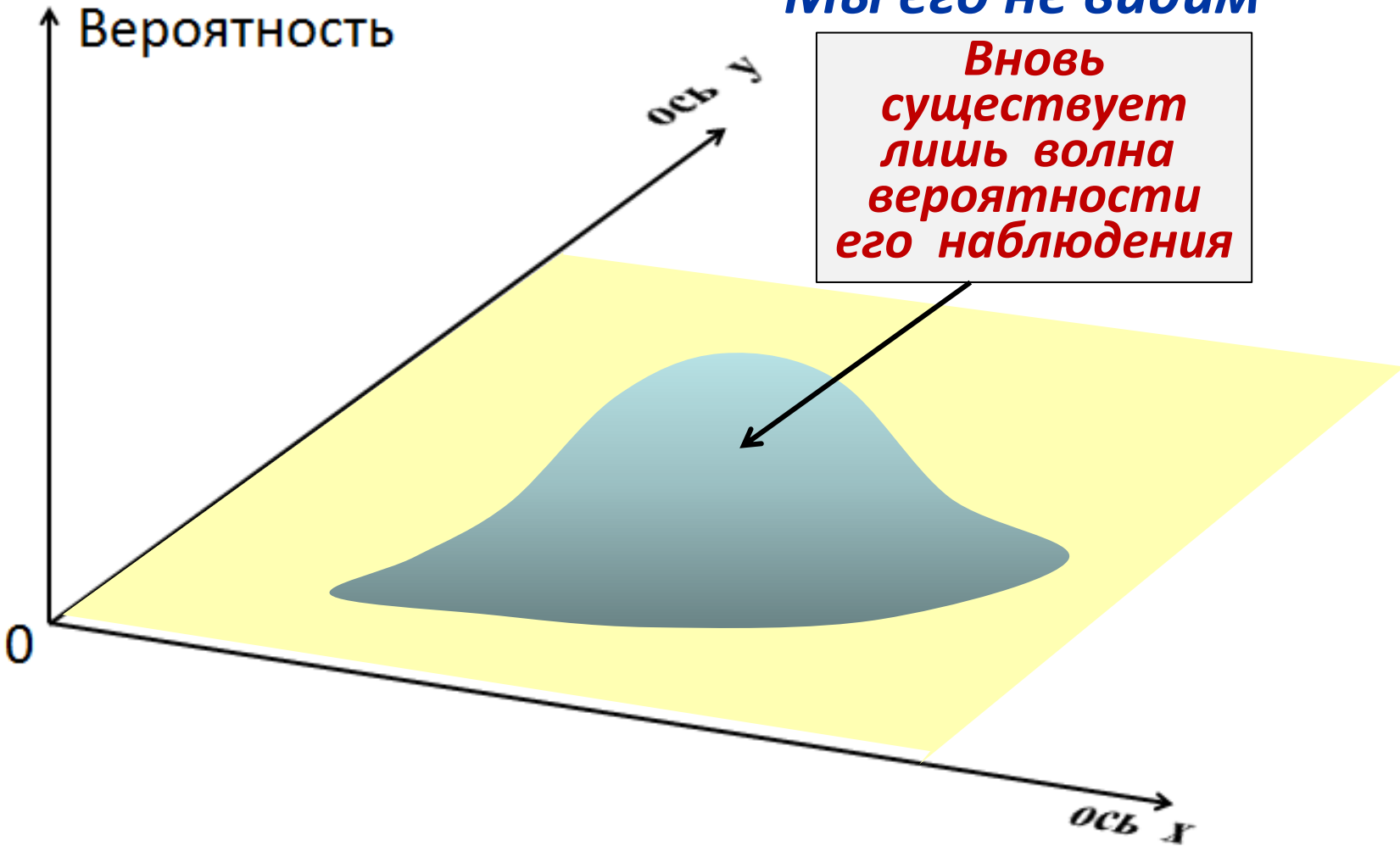


Вновь посмотрим на объект

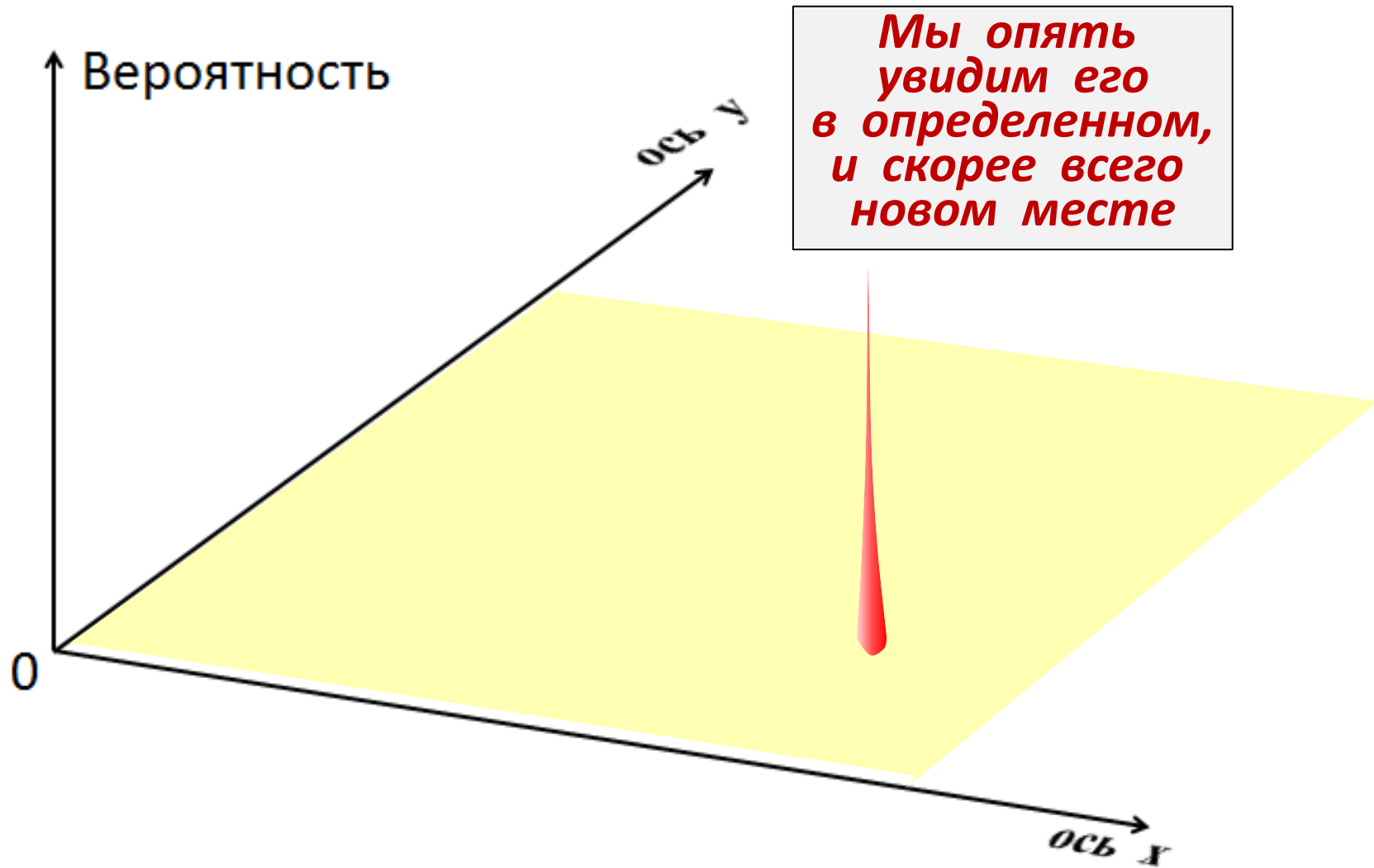


Опять отвернемся от объекта

Мы его не видим



Снова повернемся к объекту



Два возражения Эйнштейна против квантовой механики и её создателей:

*Вы действительно верите в то,
что Луны нет на небе,
пока мы не взглянем на неё?*

Бог не играет в кости



Итак, каждой частице с импульсом \vec{p} сопоставляется **волна де Бройля** с длиной волны $\lambda = \frac{h}{p}$. Это волна вероятности.

В квантовой механике она описывается волновой функцией $\Psi(\vec{r}, t)$.

Именно она определяет состояние частицы. Так, волновая функция свободной частицы с импульсом \vec{p} и энергией E это плоская монохроматическая волна:

$$\Psi(\vec{r}, t) = A e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} = A e^{\frac{i}{\hbar}(\vec{p}\vec{r} - Et)},$$

где $\vec{k} = \frac{\vec{p}}{\hbar}$, а A – амплитуда. $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Двукратное дифференцирование этого соотношения приводит к уравнению Шредингера для свободной частицы
(Лекция 16).



Вероятностную (статистическую) интерпретацию волновой функции предложил в **1927 г.**

Макс Борн (Nobel Prize, 1954).

Согласно ей квадрат модуля волновой функции $|\Psi(\vec{r}, t)|^2$ равен вероятности найти частицу в единичном объёме пространства вокруг точки \vec{r} в момент времени t . Полная вероятность найти частицу во всём пространстве:

$$\iiint |\Psi(\vec{r}, t)|^2 dx dy dz = 1.$$

Как, в связи с этим,
относиться к электромагнитным волнам,
в частности, к свету ?

Ричард Фейнман о свете:

*Хочу особенно подчеркнуть, что свет существует
именно в виде частиц – это очень важно знать.
Это особенно важно знать тем из Вас,
кто ходил в школу, где, возможно,
кто-то говорил о волновой природе света.
Я говорю Вам, как он на самом деле ведет себя
– как частицы .*

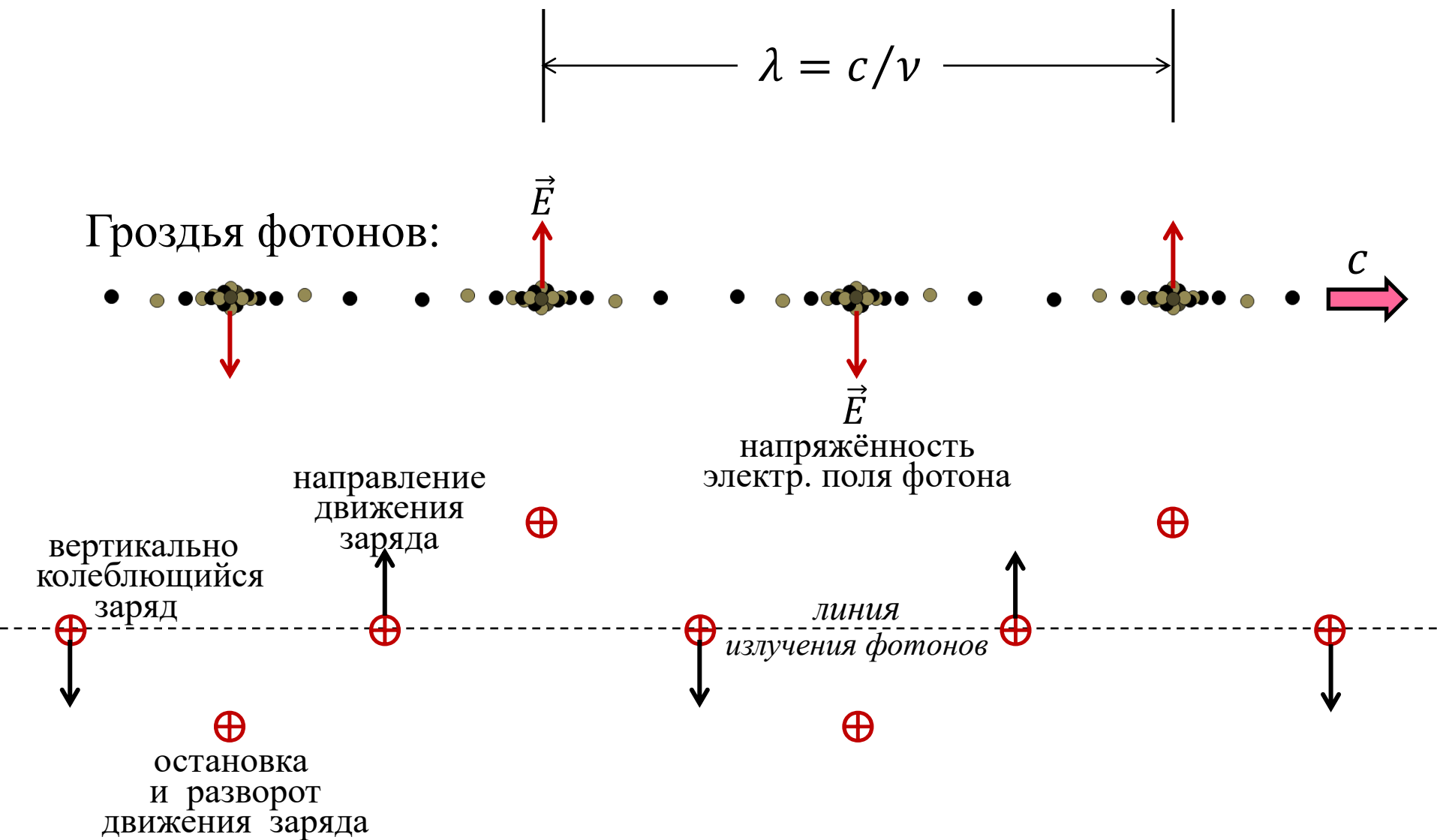
Анимация на Лекции:

Электромагнитное излучение (волна)
генерируется ускоренным движением заряда,
например «вверх-вниз» с определённой частотой ν :



Свет, как и любая другая электромагнитная волна,
– это сгустки (гроздь) точечных фотонов
в гармоническом порядке
летающих в одном направлении

Более детальная структура электромагнитной волны:



Уравнение для волновой функции
получил в **1926 г.**

Эрвин Шредингер (Nobel Prize, 1933).

Оно имеет следующий вид
(схема вывода есть в **Лекции 16**):

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi$$



Здесь \hat{H} – оператор Гамильтона, квантовый аналог классической функции Гамильтона, равной для отдельной частицы сумме её кинетической энергии T и энергии взаимодействия $U(\vec{r}, t)$ с внешним полем:

$$H = T + U(\vec{r}, t).$$

Левая часть уравнения содержит $\partial \Psi / \partial t$,
т.е. скорость изменения волновой функции.

Правая часть показывает, что скорость изменения Ψ
определяется кинетической энергией объекта
и энергией его взаимодействия с внешним полем.

Волновая функция не является непосредственно наблюдаемой величиной. Такими величинами являются средние значения $\langle A \rangle$ физических величин A .

Возникает своеобразное двухступенчатое описание физических объектов: сначала находят волновую функцию, а затем по ней определяют значения наблюдаемых.

В общем виде,
если речь идёт о физической величине A ,
то сами возможные значения этой величины
и соответствующие им волновые функции Ψ
подчиняются операторному уравнению
(*уравнению на собственные значения*)

$$\hat{A}\Psi = A\Psi.$$

При этом

Среднее значение $\langle A \rangle$ физической величины A ,
подчиняющейся этому операторному уравнению,
даётся соотношением

$$\langle A \rangle = \iiint A |\Psi|^2 dx dy dz = \int \Psi^* \hat{A} \Psi dv.$$

О том, что такое операторы физических величин
и откуда они берутся,
также можно прочесть в **Лекции 16**

Приложение 1

Вывод формулы Резерфорда

Движение α -частицы в кулоновском поле ядра это движение в центральном поле с радиальной зависимостью потенциала вида $1/r$. Такое движение аналогично движению под действием гравитационного потенциала и хорошо изучено в классической механике (законы Кеплера).

Используя законы сохранения углового момента и энергии, можно показать, что движение в потенциале вида $1/r$ является плоским, а траектория в несвязанном состоянии – гипербола. При этом имеет место соотношение

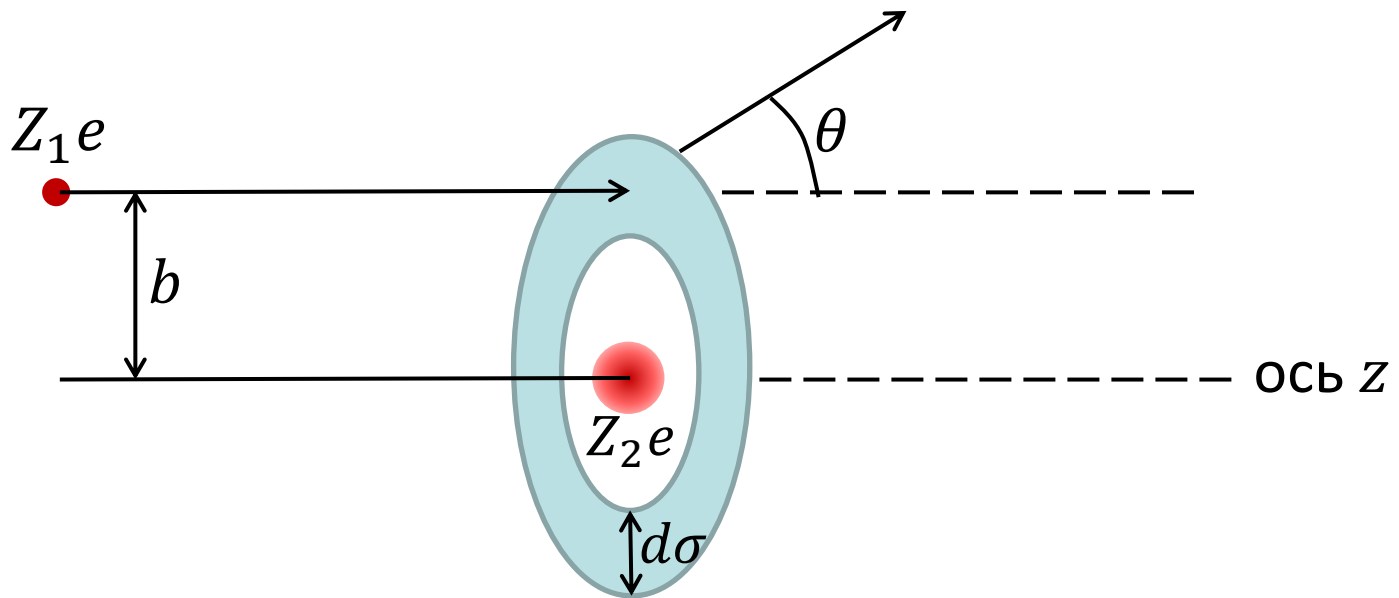
$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{r_{\min}}{2b}, \quad (1)$$

где θ – угол рассеяния, b – прицельный параметр, r_{\min} – расстояние наибольшего сближения налетающей частицы и рассеивающего центра при нулевом прицельном параметре (см. рисунок).

Дадим вывод формулы Резерфорда, используя соотношение (1) и определение дифференциального эффективного сечения $d\sigma/d\Omega$ (см. слайд 10):

$$\frac{dN}{d\Omega} = jnSL \frac{d\sigma}{d\Omega}, \quad (2)$$

где обозначения всех величин можно найти в данной Лекции.



Будем рассматривать рассеяние на одном ядре, т. е. число рассеивающих центров $nSL = 1$. При плотности потока j в кольцо радиуса b и толщиной db (показано голубым цветом на рисунке) попадает в единицу времени $j \cdot 2\pi b \cdot db$ частиц. Все они рассеются на угол θ . Итак, для числа dN рассеянных на угол θ частиц имеем

$$dN = -j \cdot 2\pi b \cdot db, \quad (3)$$

причем знак минус означает, что эти частицы выбывают из пучка.

В силу аксиальной симметрии

$$d\Omega = \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi \sin\theta d\theta. \quad (4)$$

С учётом $nSL = 1$ и соотношений (2), (3), (4) получаем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{j} \frac{dN}{d\Omega} = -\frac{1}{j} \left(\frac{j \cdot 2\pi b \cdot db}{2\pi \cdot \sin\theta d\theta} \right) = -\frac{b}{\sin\theta} \cdot \frac{db}{d\theta}. \quad (5)$$

Подставляя в (5) значение прицельного параметра из (1)

$$b = \frac{r_{min}}{2 \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}}$$

и его производную по углу θ

$$\frac{db}{d\theta} = -\frac{r_{min}}{4} \frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2}},$$

приходим к соотношению

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = -\frac{(r_{min})^2}{16} \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}.$$

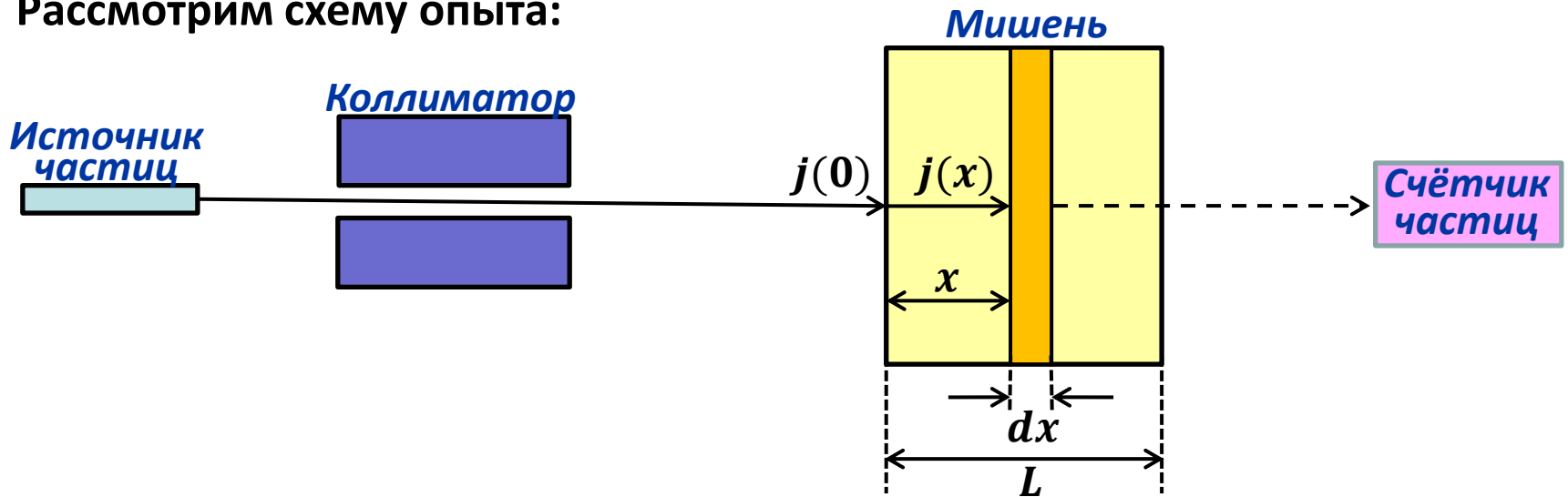
Учитывая, что $r_{min} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{T_1}$, где T_1 – кинетическая энергия налетающей частицы, приходим к формуле Резерфорда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4T_1} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}.$$

Приложение 2

Толстая мишень

Формула $N = jnSL\sigma$, приведенная на слайде 18 для числа частиц, испытавших в единицу времени взаимодействие с ядрами мишени и изменивших траекторию, справедлива для тонкой мишени (критерий тонкости будет сформулирован ниже). В случае мишени любой толщины (назовём её «толстой») эта формула должна быть изменена, так как плотность потока j падающих частиц уменьшается по мере их продвижения вглубь мишени. Рассмотрим схему опыта:



Частицы, испытавшие рассеяние внутри мишени, отклоняются от своей первоначальной траектории и не попадают в счётчик, имеющий малый поперечный размер. В тонком слое dx в мишени на глубине x произойдёт

число рассеяний $d\mathcal{N}(x)$, определяемое выражением

$$d\mathcal{N}(x) = -j(x) \cdot n \cdot S \cdot dx \cdot \sigma, \quad (1)$$

являющимся очевидной модификацией приведённого в начале данного **Приложения** соотношения (знак «минус» указывает на уменьшение частиц в пучке). Разделим обе части выражения (1) на S :

$$\frac{d\mathcal{N}(x)}{S} = -j(x) \cdot n \cdot dx \cdot \sigma. \quad (2)$$

В то же время левая часть (2) это изменение плотности потока частиц при прохождении тонкого слоя, т. е. $\frac{dj(x)}{S} = dj(x)$. Получаем

$$dj(x) = -j(x) \cdot n \cdot \sigma \cdot dx$$

и, интегрируя с условием $x = L$, имеем

$$j(L) = j(0)e^{-n\sigma L}. \quad (3)$$

Количество частиц $\mathcal{N}(L)$, испытавших рассеяние при прохождении ими мишени толщиной L , даётся соотношением $\mathcal{N}(L) = [j(0) - j(L)]S$. Откуда, обозначая $j(0) \equiv j$, приходим к формуле

$$\mathcal{N}(L) = jS(1 - e^{-n\sigma L}). \quad (4)$$

Она справедлива при любой толщине мишени. Если $n\sigma L \ll 1$ (критерий тонкой мишени), то $1 - e^{-n\sigma L} \approx n\sigma L$ и приходим к уже приведённому в начале **Приложения** соотношению $\mathcal{N}(L) \approx jnSL\sigma$.

Приложение 3

Фейнмановская трактовка квантовой механики

(выдержки из книги Брайана Грина «Эlegantная Вселенная»)

Ричард Фейнман принял вероятностную интерпретацию квантовой механики, но после Второй мировой войны предложил новый взгляд на эту теорию. С позиции численных предсказаний точка зрения Фейнмана *полностью согласуется* с тем, что было известно ранее. Рассмотрим её в контексте экспериментов с электронами и двумя щелями.

Фейнман усомнился в основном классическом предположении, согласно которому каждый электрон проходит либо через левую щель, либо через правую. Он провозгласил, что каждый электрон, который проходит через двухщелевую преграду и попадает на фосфоресцирующий экран, проходит через *обе* щели, т.е., на отрезке от источника до некоторой точки на фосфоресцирующем экране каждый отдельно взятый электрон перемещается *по всем возможным траекториям одновременно*.

Фейнман показал, что каждому из этих путей можно поставить в соответствие некоторое число, и общее среднее этих чисел даст ту же вероятность, что и расчёт с использованием волновой функции. Итак, с точки зрения Фейнмана, с электроном не нужно связывать никакой вероятностной волны.

Вместо этого мы должны представить себе нечто столь же, если не более, странное. Вероятность того, что электрон – который во всех отношениях проявляет себя частицей, – появится в некоторой заданной точке экрана, определяется суммарным эффектом от всех возможных путей, ведущих в эту точку. Этот подход к квантовой механике известен как фейнмановское «суммирование по путям».

Здесь начинает протестовать наше классическое образование: как может один электрон *одновременно* перемещаться по различным путям, да ещё и по бесконечному числу путей? Это возражение кажется неоспоримым, но квантовая механика – реальная физика нашего мира – требует, чтобы вы держали столь тривиальные возражения при себе. Результаты расчётов с использованием фейнмановского подхода согласуются с результатами, полученными с применением метода волновых функций, которые в свою очередь согласуются с экспериментальными данными. Вы должны позволить Природе самой определять, что является разумным, а что – нет. Как написал в одной из своих работ Фейнман: «Квантовая механика даёт совершенно абсурдное с точки зрения здравого смысла описание Природы. И оно полностью соответствует эксперименту. Так что я надеюсь, что вы сможете принять Природу такой, как она есть – абсурдной».

Однако, независимо от того, насколько абсурдной является Природа на уровне микромира, при переходе к нашим обычным масштабам любая теория должна приводить к привычным прозаичным событиям. Как показал Фейнман, для движения больших тел, таких как бейсбольные мячи, аэропланы или планеты, каждое из которых является огромным по сравнению с субатомными частицами, его правило определения весов различных траекторий гарантирует, что *все траектории, кроме одной, взаимно сократятся* при суммировании их вкладов. В действительности, когда дело касается движения классического тела, значение имеет только одна траектория из бесконечного их количества. И это именно та траектория, которая следует из ньютоновских законов движения. Вот почему в нашем повседневном мире нам *кажется*, что тела (такие, как брошенный в воздух мяч) следуют вдоль единственной, уникальной и предсказуемой траектории из начальной точки в пункт назначения. Но для объектов микромира фейнмановское правило назначения весов траекториям показывает, что свой вклад в движение объекта могут вносить (и часто вносят) многочисленные возможные траектории. Например, в эксперименте с двумя щелями некоторые из траекторий проходят через разные щели, приводя к образованию интерференционной картины. В микромире мы не можем гарантировать, что электрон пройдет только через одну щель или только через другую. Интерференционная картина и фейнмановская альтернативная формулировка квантовой механики недвусмысленно поддерживают друг друга.