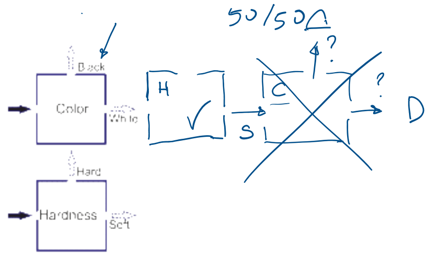
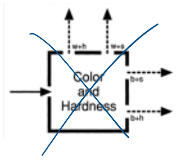
ДПП12 презентация

Tuesday, November 15, 2022 9:52 AM

Квантовая суперпозиция

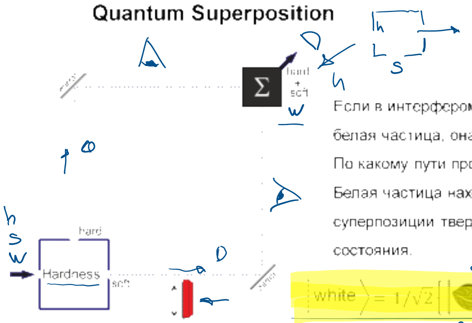
- Частица имеет цвет и твердость
- Цвет бывает только белым или черным
- Частица бывает только мягкой или твердой
- Измерения с цветом и твердостью повторяемы
- Между цветом и твердостью нет связи
- Если измерить цвет частицы, то теряется твердость, и наоборот





- Не существует прибор, который мог бы детектировать цвет и твердость одновременно

Quantum Superposition



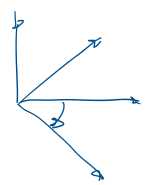
Если в интерферометр заходит белая частица, она выходит белой. По какому пути прошла частица? Белая частица находится в суперпозиции твердого и мягкого состояния.

$|\text{white}\rangle = 1/\sqrt{2}\,(|\ \rangle + |\ \rangle)$

$|b\rangle = 1/\sqrt{2}\,(|H\rangle - |S\rangle)$

$+|\upsilon_1\rangle + |\upsilon_2\rangle$

$+|\upsilon_1\rangle - |\upsilon_2\rangle$

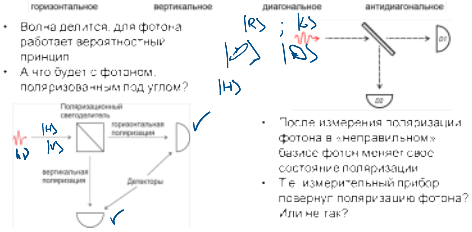


Свет как волна и как частица

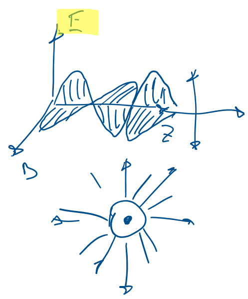
Поляризация присутствует даже в отдельных фотонах. В этом случае говорят о квантовом поляризационном состоянии фотона. Например:

$|H\rangle = |\leftrightarrow\rangle$	$|V\rangle = |\updownarrow\rangle$	$|D\rangle = |\nearrow\rangle$	$|A\rangle = |\nwarrow\rangle$
горизонтальное	вертикальное	диагональное	антидиагональное

- Волна делится, для фотона работает вероятностный принцип
- А что будет с фотоном, поляризованным под углом?



- После измерения поляризации фотона в «неправильном» базисе фотон меняет свое состояние поляризации
- Т.е. измерительный прибор повернул поляризацию фотона? Или не так?



$$|D\rangle = \frac{|H\rangle + |V\rangle}{\sqrt{2}} \qquad \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)^2 = 1$$

I II

$$|A\rangle = \frac{|H\rangle - |V\rangle}{\sqrt{2}}$$

$e^{i\pi/2} = i$

$$|R\rangle = \frac{|H\rangle + i|V\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$|L\rangle = \frac{|H\rangle - i|V\rangle}{\sqrt{2}}$$

E_y, E_x, φ

$|\varphi, x\rangle$ e^{ix}

$P_1|\psi_1\rangle\langle\psi_1| + P_2|\psi_2\rangle\langle\psi_2| \ldots$

ket

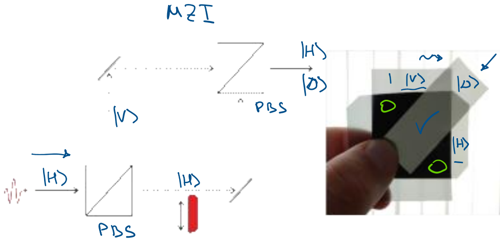
$|\psi\rangle\langle\psi|$

bra

$|\psi\rangle\langle\psi|$

Квантовая суперпозиция

MZI



$|D\rangle$

$\{|H\rangle, |V\rangle\}$

$\{|D\rangle, |A\rangle\}$

$\{|R\rangle, |L\rangle\}$

$|\psi\rangle$

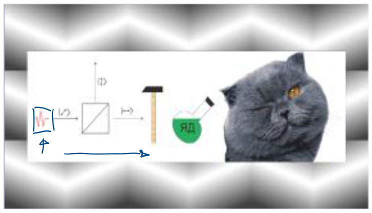
$|V\rangle = \frac{|D\rangle + |A\rangle}{\sqrt{2}}$

$|D\rangle = \ldots$

- Пока над квантовой частицей не проводят измерения, чтобы узнать в каком именно она состоянии, она может находиться словно сразу в нескольких состояниях.
- Но как только мы измеряем ее состояние, фотон выходит из суперпозиции, коллапсирует, до одного состояния.
- По мнению многих методологов физики, понятие суперпозиции является ключевым в квантовой механике.

Кот Шредингера

$$|\updownarrow\rangle = \tfrac{1}{\sqrt{2}}|\swarrow\!\!\nearrow\rangle + \tfrac{1}{\sqrt{2}}|\nwarrow\!\!\searrow\rangle$$
$$|\leftrightarrow\rangle = \tfrac{1}{\sqrt{2}}|\swarrow\!\!\nearrow\rangle - \tfrac{1}{\sqrt{2}}|\nwarrow\!\!\searrow\rangle$$



$$|\text{КОТ}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|\text{ЖИВ}\rangle + |\text{МЕРТВ}\rangle\right)$$

Постулаты гильбертова пространства

1. Возможные состояния физической системы формируют Гильбертово пространство над полем комплексных чисел
2. Несоизмеримые квантовые состояния соответствуют ортогональным векторам
3. Все векторы, которые представляют физические квантовые состояния, нормированы.

$|\psi\rangle = \alpha_1|\upsilon_1\rangle + \alpha_2|\upsilon_2\rangle + \dots + \alpha_n|\upsilon_n\rangle + \dots$

$\sum_{i=1}^{\infty}|\alpha_i|^2 = 1$

Суперпозиция состояний поляризации

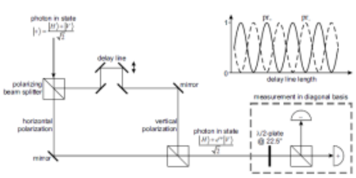
$$|\psi\rangle = \underbrace{\frac{1}{\sqrt{A_H^2 + A_V^2}}}_{\text{норм.}}\left(A_H \cancel{e^{i\varphi_H}}|\leftrightarrow\rangle + A_V e^{i\varphi_V}|\updownarrow\rangle\right) \cancel{e^{i\varphi_H}}$$

$\varphi_V - \varphi_H$

амп амп

Квантовая интерференция. Теория дополнительности.

Внося изменение по фазе, мы меняем интерференционную картину, даже с одним фотоном. По закону $P_\pm = \frac{1}{2}(1 \pm \cos\varphi)$. Интерферируют амплитуды вероятности



Принцип неопределенности

Дисперсия $\langle\Delta x^2\rangle = \langle x^2\rangle - \langle x\rangle^2$

Для состояния $|H\rangle$

$\cancel{\langle\Delta\sigma_x\rangle\langle\Delta\sigma_y\rangle = 1}$

По принципу неопределенности Гайзенберга

$\cancel{\langle\Delta\sigma_x\rangle\langle\Delta\sigma_y\rangle \geq 1}$

x $|V\rangle$

$|H\rangle = +1$ $|D\rangle = +1$

$|V\rangle = -1$ $|A\rangle = -1$

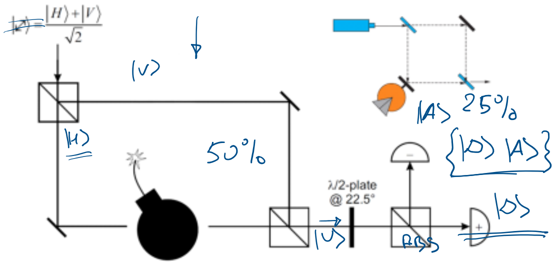
σ_x H V = ±1

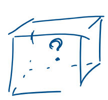
σ_y D A = ±1

σ_z R L = ±1

Elitzur-Vaidman bomb tester

$\cancel{|\nearrow\rangle} = \frac{|H\rangle + |V\rangle}{\sqrt{2}}$



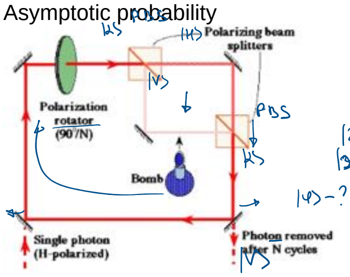


For the depicted case, what are the probabilities of detecting a bomb without detonating it, detonating the bomb, obtaining an inconclusive result without detonating the bomb?

1. 1/3, 1/3, 1/3
2. 1/2, 1/4, 1/4
3. 1/4, 1/2, 1/4

Asymptotic probability

$|\alpha\rangle = \cos\alpha|H\rangle + \sin\alpha|V\rangle$



N = 100
1000
90/N

$\cos^2\alpha$
$\sin^2\alpha$

$|2\alpha\rangle$
$|3\alpha\rangle$

$|\psi\rangle$ - ?

Нелинейная оптика

ЛО	НО
P зависит как линейная функция от ***E*** работает принцип суперпозиции $P(E_1 + E_2) = P(E_1) + P(E_2)$	Принцип суперпозиции не работает $P(E_1 + E_2) \neq P(E_1) + P(E_2)$

Нелинейная оптика

ЛО	НО
$\boldsymbol{P}$ зависит как линейная функция от $\boldsymbol{E}$ работает принцип суперпозиции $\boldsymbol{P}(\boldsymbol{E}_1+\boldsymbol{E}_2)=\boldsymbol{P}(\boldsymbol{E}_1)+\boldsymbol{P}(\boldsymbol{E}_2)$	Принцип суперпозиции не работает $\boldsymbol{P}(\boldsymbol{E}_1+\boldsymbol{E}_2)\neq\boldsymbol{P}(\boldsymbol{E}_1)+\boldsymbol{P}(\boldsymbol{E}_2)$

+ −

$\vec{E}$

$P=\chi E$

Слайды заимствованы из лекций А.В. Масалова

$$P=\chi^{(1)}E+\chi^{(2)}E^2+\chi^{(3)}E^3+\ldots$$

Эффекты линейной оптики

Квадратичные нелинейные эффекты

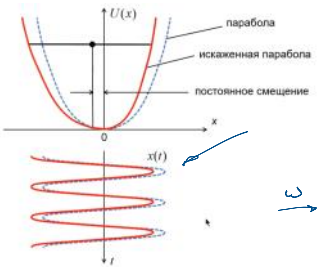
Кубичные нелинейные эффекты

В изотропных средах $\chi^{(2)}=0$

Необходима анизотропия нелинейных свойств ! λ $\frac{\lambda}{2}$

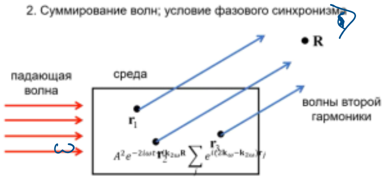
Квадратичные нелинейные эффекты:

- генерация второй оптической гармоники; $\omega \to 2\omega$
- генерация суммарной частоты, ГСЧ; ω_1, ω_2 → ω_3
- генерация разностной частоты, ГРЧ; ω_1 → ω_2, ω_3
- оптическое выпрямление; $\omega=0$
- генерация параметрических волн.



ω → ? 2ω 3ω

2. Суммирование волн; условие фазового синхронизма



A

$$(P_{2\omega})_{j\text{-atom}}\propto A^2e^{2(-i\omega t+i\mathbf{k}\mathbf{r}_j)}$$

$$K=\frac{2\pi}{\lambda}=\frac{2\pi n\nu}{c}=\frac{n\omega}{c}$$

$$E_{2\omega}(\mathbf{R})\propto\sum_j A^2e^{2(-i\omega t+i\mathbf{k}_\omega\mathbf{r}_j)}\times e^{i\mathbf{k}_{2\omega}(\mathbf{R}-\mathbf{r}_j)}\approx A^2e^{-2i\omega t+i\mathbf{k}_{2\omega}\mathbf{R}}\sum_j e^{i(2\mathbf{k}_\omega-\mathbf{k}_{2\omega})\mathbf{r}_j}\to$$

$$\to\int_V e^{i(2\mathbf{k}_\omega-\mathbf{k}_{2\omega})\mathbf{r}}d^3r=\delta_3(2\mathbf{k}_\omega-\mathbf{k}_{2\omega})$$

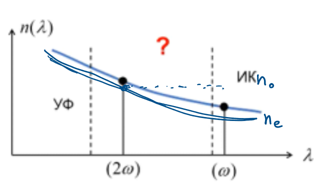
Условие фазового синхронизма

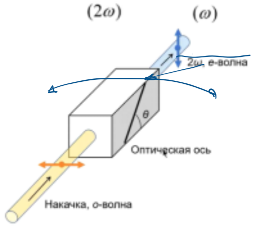
Условие фазового синхронизма

$$2\mathbf{k}_\omega=\mathbf{k}_{2\omega}$$

ω_p → 2ω

- волна второй гармоники коллинеарна волне накачки;
- показатели преломления должны совпадать: $n_\omega=n_{2\omega}$





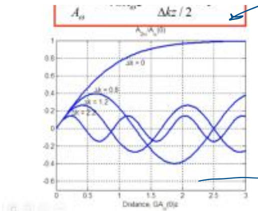
2. Заданное поле накачки, произвольная расстройка

$A_\omega(z)=\mathrm{const}$ $\quad\frac{\partial}{\partial z}A_{2\omega}(z)=i\frac{2\pi\omega}{cn_{2\omega}}\chi^{(2)}A_\omega^2e^{-i\Delta kz}$

$$\boxed{\frac{A_{2\omega}(z)}{A_\omega}=iGA_\omega z\frac{\sin(\Delta kz/2)}{\Delta kz/2}e^{-i\Delta kz/2}}$$

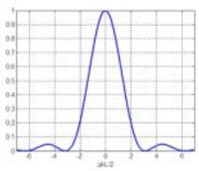
$\Delta K=K_{\omega}-K_{2\omega}$

$\frac{I_{2\omega}}{I_p}$



$\frac{I_{2\omega}}{I_p}$

Роль расстройки $\frac{\sin(\Delta kL/2)}{\Delta kL/2}$



Падение эффективности в два раза при $\Delta kL = 2.8$

$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \hbar\omega_3$

$\vec{K}_1 + \vec{K}_2 = \vec{K}_3 + \vec{K}$

Два пучка на входе в среду

$$A \to \tfrac{1}{2}\left(A_1 e^{-i\omega_1 t + i\mathbf{k}_1\mathbf{r}} + A_1^* e^{i\omega_1 t - i\mathbf{k}_1\mathbf{r}}\right) + \tfrac{1}{2}\left(A_2 e^{-i\omega_2 t + i\mathbf{k}_2\mathbf{r}} + A_2^* e^{i\omega_2 t - i\mathbf{k}_2\mathbf{r}}\right)$$

Ожидаем поляризацию и излучение на новых частотах:

$$P \to \chi^{(2)} A^2 = \ldots + \ldots e^{-i(\omega_1+\omega_2)t} + \ldots e^{-i(\omega_1-\omega_2)t} + \ldots$$

Поэтому следует ввести в рассмотрение новые пучки с суммарной и разностной частотами!

Оба случая вписываются в схему трех частот

ω_1 ω_2 $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$

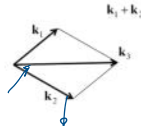
где ω_3 - наибольшая частота

Ели на вход среды направить пучки с ω_1 и ω_2, то получим процесс генерации суммарной частоты.

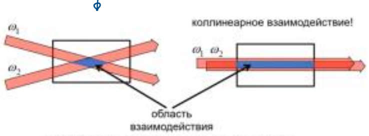
Ели на вход среды направить пучки с ω_1 и ω_3, то получим процесс генерации разностной частоты.

Условие фазового синхронизма

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3$$



Допустимо неколлинеарное взаимодействие пучков!

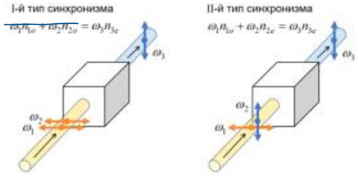


Условие коллинеарного фазового синхронизма:

$$\omega_1 n_1 + \omega_2 n_2 = \omega_3 n_3 \quad \text{или} \quad \frac{n_1}{\lambda_1} + \frac{n_2}{\lambda_2} = \frac{n_3}{\lambda_3}$$

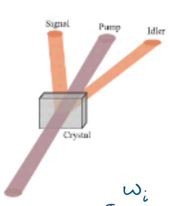
I-й тип синхронизма II-й тип синхронизма

$\omega_1 n_{1o} + \omega_2 n_{2o} = \omega_3 n_{3e}$ $\omega_1 n_{1o} + \omega_2 n_{2e} = \omega_3 n_{3e}$



Spontaneous parametric down-conversion

Генерация параметрических волн



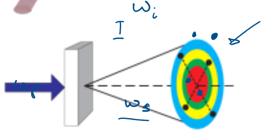
SPDS

$V_1 : |H\rangle |V\rangle$

$\underline{V} = V_1 \otimes V_2 \quad V_2 : |H\rangle |V\rangle$

$|HH\rangle$
$|HV\rangle$
$|VH\rangle$
$|VV\rangle$

$\alpha_1, \alpha_2 \ldots$



$\omega_i + \omega_s = \omega_p$

$e^{i\varphi}$

$\frac{|HV\rangle + |VH\rangle}{\sqrt{2}}$

$\boxed{V_1 \otimes V_2}$

ΔK

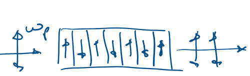
$|\Psi^+\rangle = \frac{|HV\rangle + |VH\rangle}{\sqrt{2}}$

$|\Psi\rangle = |\varphi\rangle \otimes |\chi\rangle$

Type-0 or I SPDC

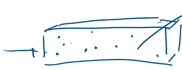
$$|\Psi\rangle = \sum_{s,i} \delta(\omega_s + \omega_i - \omega_p)\delta(\boldsymbol{k}_s + \boldsymbol{k}_i - \boldsymbol{k}_p) a_s^\dagger(\boldsymbol{k}_s)\, a_i^\dagger(\boldsymbol{k}_i)|0\rangle$$

$$|\Psi\rangle = A \int \mathrm{d}^3\boldsymbol{k}_s\, \mathrm{d}^3\boldsymbol{k}_i\, \delta(\omega_p - \omega_s(\boldsymbol{k}_s) - \omega_i(\boldsymbol{k}_i))\, \delta(\boldsymbol{k}_p - \boldsymbol{k}_s - \boldsymbol{k}_i)\, a_s^\dagger(\boldsymbol{k}_s) a_i^\dagger(\boldsymbol{k}_i)\, |0\rangle$$



$\Delta = \frac{2\pi}{d}$

$\omega_p \to \omega_s, \omega_i$

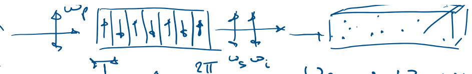


$\int f(\omega_i, \omega_s)\, \hat{a}_i^+ \hat{a}_s^+ |0\rangle\, dV\, d\omega_i\, d\omega_s$

When deriving we consider

$$|\Psi\rangle = \sum_{s,i} \delta(\omega_s + \omega_i - \omega_p)\delta(\boldsymbol{k}_s + \boldsymbol{k}_i - \boldsymbol{k}_p)a_s^\dagger(\boldsymbol{k}_s)\, a_i^\dagger(\boldsymbol{k}_i)|0\rangle$$

$$\cancel{|\Psi\rangle} = A \int \mathrm{d}^3\boldsymbol{k}_s\, \mathrm{d}^3\boldsymbol{k}_i\, \cancel{\delta(\omega_p - \omega_s(\boldsymbol{k}_s) - \omega_i(\boldsymbol{k}_i))\, \delta(\boldsymbol{k}_p - \boldsymbol{k}_s - \boldsymbol{k}_i)}\, \cancel{a_s^\dagger(\boldsymbol{k}_s)a_i^\dagger(\boldsymbol{k}_i)\, |0\rangle}$$



$\Delta = \frac{2\pi}{d}$

$\omega_p \to \omega_s, \omega_i$

$$\int f(\omega_i\, \omega_s)\, \hat{a}_i^+\, \hat{a}_s^+ |0\rangle\, dV\, d\omega_i\, d\omega_s$$

When deriving we consider

the plane wave approximation

the first order perturbation theory

$K_p \neq K_s + K_i + \underline{\underline{\Delta}}$

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \qquad \cancel{\boldsymbol{k}_p = \boldsymbol{k}_s + \boldsymbol{k}_i}$$

$\delta(\boldsymbol{k}_s + \boldsymbol{k}_i - \boldsymbol{k}_p)$

is the case of exact phase matching

For non-exact phase matching

Intensity as the squared sinc function

$\Delta \mathrm{k} = \mathrm{k}_p - \mathrm{k}_s - \mathrm{k}_i$

Quasi phase matching with the poling period Λ

$\Lambda = \frac{2\pi}{\Delta k}$