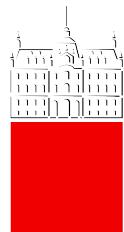


Univerza v Ljubljani
Fakulteta za *matematiko in fiziko*



KVANTNI SPOMIN ZA FOTONE

SEMINAR V 3. LETNIKU

Napisal: Simon Mattiazzi
Mentor: dr. Peter Jeglič

17. MAREC 2021

Povzetek

Kvantne komunikacije so pomembno razvojno področje kvantnih tehnologij, saj omogočajo povsem varen način prenosa informacij. Zaradi izgub komunikacijskih signalov po optičnih kablih na daljših razdaljah potrebujemo t. i. kvantne repetitorje, ki zagotavljajo ojačitev in izboljšanje čistosti kvantnega stanja signala. Njihov glavni del je kvantni spomin, ki poskrbi za začasno shranjevanje ter kasnejši priklic kvantnih informacij (na primer polarizacije fotona). V seminarju bom predstavil delovanje kvantnega spomina s poudarkom na mehanizmu elektromagnentno vzbujene prosojnosti (ang. *electromagnetically induced transparency* oz. EIT) – takšen spomin naj bi namreč razvijali tudi na Institutu Jožef Stefan.

Kazalo

1 Uvod	1
1.1 Kvantni računalniki in kubiti	1
1.2 Kvantne komunikacije	1
1.3 Kvantni repetitorji	2
2 Kvantni spomin	3
2.1 Vrste kvantnih spominov	3
2.2 EIT in počasna svetloba	4
2.2.1 Energijska slika	5
2.2.2 Valovna slika – počasna svetloba	6
2.2.3 Polaritoni temnih stanj	8
3 Tehnična izvedba	11
3.1 Tehnične ovire	11
3.1.1 Dekoherenca	11
3.1.2 Filtriranje	11
3.2 Eksperimentalne sheme	13
3.2.1 Shema za spomin z vročimi atomi	13
3.2.2 Shema za spomin s hladnimi atomi	14
4 Zaključek	14

1 Uvod

1.1 Kvantni računalniki in kubiti

Navadni računalniki delujejo na bazi dveh možnih stanj bitov: »enig« (električni signal je prisoten) in »ničel« (električni signal je odsoten). To je osnova za binarni sistem, ki ga uporabljajo pri zapisu informacij z biti. Kvantni računalniki prav tako uporabljajo dve lastni stanji kvantnega bita (oz. *kubita*), vendar dopuščajo tudi vse njune možne superpozicije. Če za nosilec informacije na primer uporabimo elektron, ki ima lahko spin gor (stanje $|\uparrow\rangle$) ali dol (stanje $|\downarrow\rangle$), so vse možne superpozicije opisane z $|\Psi\rangle = \alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle$, kjer sta α in β kompleksni števili in velja $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ (analogno lahko na primer uporabimo foton z dvema lastnima stanjem linearne polarizacije: horizontalno in vertikalno).

Računska moč se tako poveča in z razvojem posebnih algoritmov za kvantne računalnike omogoča reševanje nekaterih problemov bistveno hitreje kot s klasičnim računalnikom. [1]

1.2 Kvantne komunikacije

Drug vidik uporabe kubitov predstavljajo kvantne komunikacije, torej izmenjavo kubitov med več udeleženci. Konkretna uporaba takšnega pošiljanja podatkov je kvantno šifriranje. Najbolj znan varnostni protokol kvantnega šifriranja je distribucija kvantnih ključev (ang. *quantum key distribution*) oz. QKD, ki v grobem sledi naslednji shemi: dva udeleženca (t. i. Alice in Bob) si izmenjata informacijo, ki je zakodirana v kombinacijo kvantnih bitov. Ključ kodiranja (npr. zaporedje nekih operacij na kubitih) si pošljeta ločeno preko klasičnega kanala. Če bi hipotetično tretji udeleženec (Eve) želel kvantno informacijo prestreči, bi s tem opravil kvantno meritev, to pa bi povzročilo kolaps valovne funkcije, ki nosi informacijo. Alice in Bob bi to prepoznala kot dovolj¹ veliko razliko med oddano in prejeto informacijo in bi to upoštevala pri izmenjavi šifrirnega ključa prek klasičnega kanala.

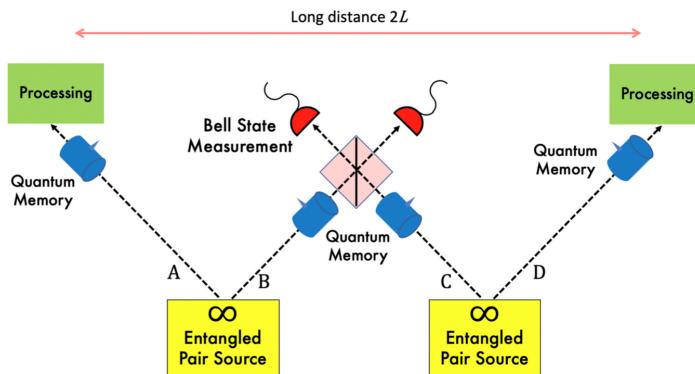
Zaradi tega so kvantne komunikacije v primerjavi s klasičnimi izredno varne in svet veliko vlaga v njihov razvoj (na Kitajskem je že postavljena 2000-kilometrska povezava med Pekingom in Šanghajem). [2, 3, 4]

¹določen nivo razlike je zaradi kvantne dekoherence vedno prisoten, zato govorimo o dovolj veliki razliki.

1.3 Kvantni repetitorji

Pa vendar QKD ne predstavlja idealne varnostne rešitve. Izgube zaradi absorpcije fotonov znotraj optičnih kablov ter kvantne dekoherence omogočajo zanesljiv prenos le na razdalji reda 50 kilometrov. Zato so na daljših linijah vgrajene vmesne postaje, t. i. zaupanja vredna vozlišča (ang. *trusted nodes*), ki kompenzirajo izgube z ojačanjem signala (v smislu ponovne priprave originalnega kvantnega stanja). Na teh mestih se kvantna informacija začasno pretvori v klasično, kar predstavlja šibko točko komunikacijske linije.

Težavo bi lahko odpravili s kvantnimi repetitorji (ang. *quantum repeaters*). Gre za naprave, ki za razliko od zaupanja vrednih vozlišč ves čas ohranjajo kvantno naravo informacije, tako da kubit shranijo, mu izboljšajo čistost stanja (stanje se namreč skozi čas zaradi kvantne dekoherence lahko spreminja) ter ga nato pošljejo naprej.



Slika 1: Kvantni repetitor na osnovi kvantnega spomina, kjer prepletenosti znotraj dveh parov delcev transformiramo v prepletenost med dvema delcema iz različnih parov, vir [5].

V resnici je ta opis nekoliko poenostavljen: kot vidimo na sliki 1, delovanje temelji na principu izmenjave kvantne prepletenosti (ang. *entanglement swapping*), kjer prepletenosti znotraj parov (A, B) in (C, D) spremenimo v prepletenost delcev A in D. Ne gre za to, da bi dobesedno poslali signal z leve proti desni, ampak raje uporabimo neko neodvisno vmesno napravo, ki zagotovi prepletenost med A in D. Ta princip je soroden kvantni teleportaciji, kjer imata prejemnik in pošiljatelj skupen par kvantno prepletenih fotonov, pošiljatelj pa izvede interakcijo svojega fotona s kubitom, ki nosi informacijo – na ta način je določeno tudi stanje prejemnikovega fotona. Nujno potrebna

komponenta je kvantni spomin (naprava ki lahko začasno shrani kvantno stanje in ga kasneje ponovno prikliče), kjer »zunanja« fotona A in D počakata, da »*Bell State Measurment*« določi, ali sta »notranja« fotona B in C prepletena (če sta, sta namreč prepletena tudi A in D). Omeniti velja, da gre zaenkrat zgolj za naprave v razvoju, ki bi v principu morale delovati – popolno tehnološko funkcionalnih kvantnih repetitorjev pa še ni. V naslednjih dveh poglavijih sledi podrobnejša teoretična in tehnična obravnava kvantnega spomina, najprej v splošnem, nato pa s poudarkom na protokolu elektromagnetno vzbujene prosojnosti (ang. *electromagnetically induced transparency* oz. EIT). [2, 3, 4, 6, 7]

2 Kvantni spomin

Kvantni spomin je naprava, ki omogoča shranjevanje kvantne informacije in kasnejši priklic le-te. Informacijski kubit pripravimo s poljubnim delcem z dvema lastnima kvantnima stanjem, zaradi praktičnosti (ker že imamo delujoča optična vlakna) pa je to najpogosteje foton v superpoziciji stanj z vertikalno in horizontalno linearno polarizacijo. Poglavitno oviro za izgradnjo take naprave predstavlja kolaps valovne funkcije – na kubitu torej ne smemo opravljati meritev, ampak moramo njegovo informacijo zapisati v snov z uporabo določenih fizikalnih pojavov.

2.1 Vrste kvantnih spominov

Pred konkretno obravnavo delovanja enega najobetavnejših mehanizmov (EIT v vročih in hladnih atomih) naštejmo, katere vrste kvantnih spominov obstajajo.

Najpreprostejša ideja izvedbe je zanka iz optičnega kabla (ang. *fiber loop* oziroma *cyclical quantum memory*), kjer prihajajoč foton s kretnico zgolj preusmerimo v zanko iz optičnega kabla in ga kasneje spet izpustimo ven (npr. Pittman [8]), vendar tak pristop zaenkrat ne omogoča dovolj velike učinkovitosti (pojavijo se 20 % izgube v vsakem krogu).

Vrste kvantnih spominov lahko ločimo glede na **medij** shranjevanja: vroči (običajno od 300 K do 400 K) in hladni (pod 5 K) atomski ansamblji (najpogosteje rubidijevi ali cezijevi), Bose-Einsteinov kondenzat ter kristali, dopirani z ioni redkih zemelj.

Nadalje lahko vrste kvantnih spominov ločimo glede na **protokole shranjevanja**, ki jih razdelimo v dve skupini:

- optično kontrolirani (ang. *optically controlled*), kjer z močnim kontrolnim žarkom nadziramo shranjevanje in priklic. Primeri:
 - elektromagnetno vzbujena prosojnost (EIT) – podrobna razlaga sledi v naslednjem podpoglavlju; eksperimentalni primeri: Vernaz-Gris [9], Ma [10], Wang [11], Juulsgard [12] in Hoeckel [13]
 - Ramanova shema (npr. Guo [14]);
- dizajnirana absorpcija (ang. *engineered absorption*), kjer kontrolirano ustvarimo nehomogeno razširitev absorpcijske črte za absorpcijo fotonov. Ta način omogoča hkratno shranjevanje (ang. *multiplexing*) v prostorskem, časovnem in frekvenčnem smislu [15]. Primeri:
 - spomin na osnovi odmeva v gradientu (ang. *gradient echo memory*, GEM), npr. Hosseini [16] in Cho [17];
 - frekvenčni glavnik z atomi (ang. *atomic frequency combs*, AFC), npr Afzelius [18];
 - kontrolirana reverzibilna nehomogena razširitev (ang. *controlled reversible inhomogenous broadening*, CRIB), npr. Kraus [19];
- hibridne sheme, ki združujejo oba pristopa.

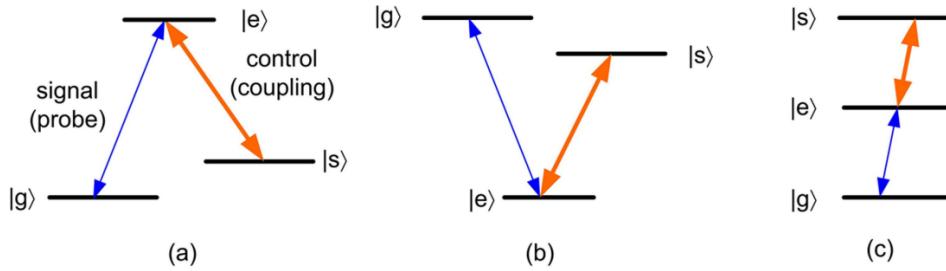
Parametra, ki sta z razvojnega vidika kvantnih spominov najpomembnejša, sta verjetnost za uspešen priklic shranjene informacije (ang. *storage efficiency*) ter čas shranjevanja. Načeloma noben od zgoraj naštetih mehanizmov ne dosega bistveno večje učinkovitosti od 70 %, tipični časi pa so reda mikro- do milisekund. [15, 20, 21, 22]

2.2 EIT in počasna svetloba

Verjetno najobetavnejši mehanizem delovanja kvantnih spominov temelji na elektromagnetno vzbujeni prosojnosti (EIT). Pojav in njegovo uporabo za izdelavo kvantnega spomina bomo najprej pogledali skozi sliko energijskih nivojev, nato pa še skozi kompleksnejšo valovno sliko.

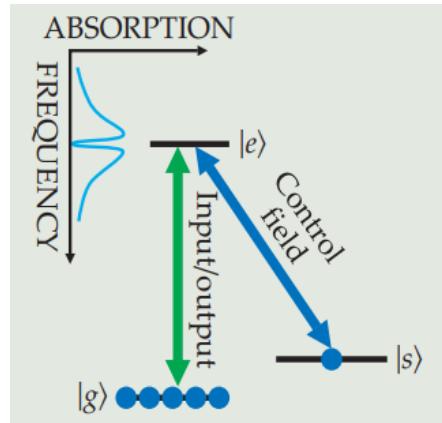
2.2.1 Energijska slika

Na sliki 2 si oglejmo shemo trinivojskega energijskega sistema v konfiguracijah lambda, V in lestev (ang. *lambda, vee, ladder*).



Slika 2: Energijske konfiguracije trinivojskega sistema: a) lambda, b) V in c) lestev, vir [22].

Na sliki 3 si bomo podrobno pogledali konfiguracijo lambda (tako konfiguracijo na primer dosežemo s cezijevimi nivoji $|g\rangle = |6S_{1/2}, F = 3\rangle$, $|s\rangle = |6S_{1/2}, F = 4\rangle$ in $|e\rangle = |6P_{3/2}, F' = 3\rangle$. [9]):



Slika 3: Energijska shema pri pisanju in branju v Λ -konfiguraciji, vir [15].

Tri nivoje poimenujemo osnovno (ang. *ground*) $|g\rangle$, vzbujeno (ang. *excited*) $|e\rangle$ in stanje za shranjevanje (ang. *storage*) $|s\rangle$. Na atomski ansambel svetimo z dvema laserjema: s šibkim signalnim (tudi *probe*) žarkom z valovno

dolžino, ki ustreza prehodu med $|g\rangle$ in $|e\rangle$ in z močnim kontrolnim (tudi *coupling* ali *control*), ki ustreza prehodu med $|e\rangle$ in $|s\rangle$. Prehod med $|s\rangle$ in $|g\rangle$ je prepovedan.

Na začetku je prižgan kontrolni žarek, ki morebitne atome v stanju $|s\rangle$ dvigne na nivo $|e\rangle$, od koder s spontano emisijo padejo na nivo $|g\rangle$ – na ta način kontrolni žarek poskrbi, da so vsi atomi na začetku v stanju $|g\rangle$. V signalnem žarku se v limiti enega fotona nahaja kubit s kvantno informacijo, ki ga želimo shraniti. Ko vklopimo signalni žarek, ta torej povzroči, da eden izmed atomov preskoči v vzbujen nivo $|e\rangle$. Nato izklopimo kontrolni žarek in vzbujen atom se lahko spusti v $|s\rangle$ in se s tem shrani (v osnovi gre za dvofotonski proces iz stanja $|g\rangle$ v $|s\rangle$ prek $|e\rangle$). Ko želimo foton priklicati nazaj, spet vklopimo kontrolni žarek in atom se iz stanja $|s\rangle$ preko $|e\rangle$ vrne v osnovno stanje, pri čemer izseva foton z enako energijo, kot jo je imel signalni foton.

Seveda je to le energijska shema, ki ne pojasnjuje ohranjanja celotnega kvantnega stanja, je pa uporabna za boljše razumevanje naslednjega razdelka. [15, 22, 23]

2.2.2 Valovna slika – počasna svetloba

Če želimo upočasniti svetlobo (izkazalo se bo, da je to koristno), moramo snovi, skozi katero svetloba prehaja, povečati lomni količnik $n' = c_0/c$. Stvar pa ni tako enostavna, saj z večanjem n' -ja narašča tudi absorpcija svetlobe v snovi, kar bomo pokazali v nekaj korakih. Iz teorije elektromagnetnega polja in optike se spomnimo, da frekvenčno odvisnost lomnega količnika dobro opišemo z modelom Lorentzove relaksacije in nato za kompleksni lomni količnik $n = n' + in''$ iz Kramers-Kronigovih enačb dobimo

$$n' = 1 + \frac{1}{2} \operatorname{Re} \chi(\omega), \quad (1)$$

kar pomeni, da realna komponenta električne susceptibilnosti ($\chi = \epsilon - 1$, ϵ je dielektričnost) določa lomne in odbojne lastnosti svetlobe. Nadalje izpeljemo še, da je imaginarna komponenta susceptibilnosti sorazmerna z absorpcijo v snovi: [22, 24, 25, 26]

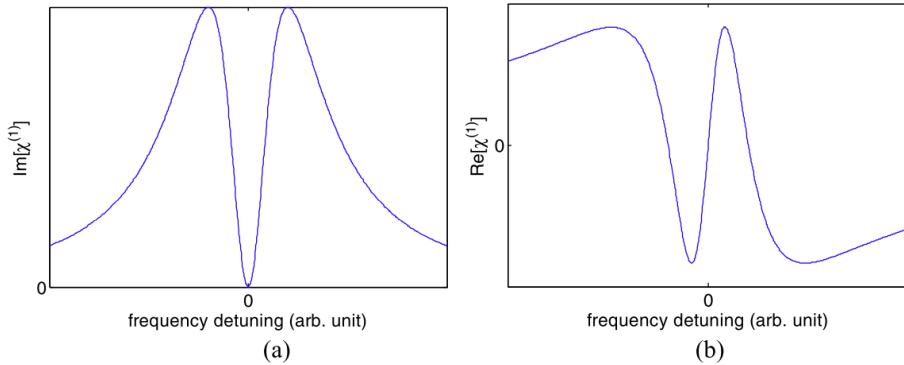
$$\Delta E = \epsilon_0 \int \frac{d\omega}{2\pi} \omega \operatorname{Im}(\chi + 1)(\omega) \int_V |\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)|^2 d^3 \mathbf{r}, \quad (2)$$

kjer je ΔE absorbirana energija, ω frekvenca in \mathbf{E} jakost električnega polja. Torej samo z večanjem lomnega količnika res ne moremo znatno upočasniti svetlobe, saj se ta ob večjih n -jih močno absorbira. Obstaja pa poseben režim, kjer se lahko tej težavi izognemo: pripravimo enako postavitev kot v prejšnjem razdelku (trinivojska energijska konfiguracija lambda, na katero svetimo z dvema žarkoma). Intuicija nam pravi, da lahko v snovi pride do absorpcije, če je prižgan le po en žarek naenkrat, če pa sta prižgana oba hkrati, ne more noben atom biti v stanju $|e\rangle$, kar pomeni, da se svetloba ne more absorbirati in snov tako postane transparentna. Kvantitativno to opišemo preko izraza za linearne susceptibilnosti, ko je kontrolni žarek močan in je njegova intenziteta konstantna. Če izraza za komponenti lomnega količnika iz Kramers-Kronigovih relacij dopolnimo s teorijo Rabijevih oscilacij in oblečenih stanj (ang. *dressed states* [25]), po daljši izpeljavi dobimo:

$$\chi(\omega) = g^2 N \frac{\gamma_{gs} + i\omega}{(\gamma_{ge} + i\omega)(\gamma_{gs} + i\omega) + |\Omega|^2}, \quad (3)$$

kjer sta γ_{gs} in γ_{ge} stopnji dekoherence (ang. *decoherence rate*) med prehodi $|g\rangle \rightarrow |s\rangle$ ter $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ ($\gamma_{gs} \rightarrow 0$), g je sklopitvena konstanta atomov s poljem (ang. *atom field coupling constant*), N število atomov v vzorcu, Ω Rabijeva frekvenca kontrolnega žarka ($|\Omega|^2$ je sorazmerna z intenziteto kontrolnega žarka), ω pa frekvenčna neubranost (ang. *detuning*) med resonanco signalnega in kontrolnega žarka (v resonanci velja $\omega = 0$). [22]

Na sliki 4 si oglejmo grafa realne in imaginarni komponente susceptibilnosti, ki ju dobimo iz zgornje enačbe (3):



Slika 4: Realni del susceptibilnosti karakterizira lomne lastnosti, imaginarni del pa absorpcijo, vir [22].

Vidimo, da $\omega = 0$ sovpada z ničelno vrednostjo imaginarnega dela $\chi(\omega)$, kar pomeni, da se tam pojavi ozko okno transparentnosti, kjer se svetloba ne absorbira. Na istem intervalu ima lomni količnik n' (iz enačbe (1)) zelo strmo frekvenčno odvisnost. Spomnimo se enačb za fazno hitrost valovanja (hitrost širjenja valovnih front):

$$v_f = \frac{c}{n'}, \quad (4)$$

in za grupno hitrost valovanja (hitrost širjenja valovnih paketov):

$$v_g = \frac{c}{n' + \omega \frac{\partial n'}{\partial \omega}} \quad (5)$$

in opazimo, da mora biti v ozkem oknu okrog $\omega = 0$ zaradi člena s frekvenčnim odvodom lomnega količnika v imenovalcu grupna hitrost izrazito manjša od c , saj smo prej videli, da je na tem področju $n'(\omega)$ zelo strma funkcija. Odvod $\frac{\partial n'}{\partial \omega}$ izrazimo iz enačb (3) in (1) ter enačbo (5) preoblikujemo v

$$v_g = \frac{c}{1 + g^2 N / |\Omega|^2}, \quad (6)$$

kar nas tako teoretično kot praktično (npr. Hau, [27]) pripelje do pojava, imenovanega počasna svetloba oziroma *slow light*. Do sedaj je raziskovalcem uspelo hitrost svetlobe zmanjšati celo do hitrosti 17 m/s, torej na impresivno majhno hitrost avtomobila. [22, 25, 26]

Z zmanjšanjem grupne hitrosti dobimo tudi izrazito skrčenje prostorskega profila signalnega pulza, kar pri kvantnemu spominu omogoči, da se lahko cel signalni pulz hkrati nahaja v stekleni cezijevi celici dolžine nekaj centimetrov.

2.2.3 Polariton temnih stanj

Tudi če hitrost svetlobe izrazito zmanjšamo, je še vedno ne moremo shraniti. Poleg tega še vedno nimamo odgovora na vprašanje, kako naj bi EIT medij ohranil celotno kvantno stanje fotona in ne zgolj zadostil energijski sliki.

Izkaže se, da lahko adiabatna sprememba intenzitete kontrolnega žarka vpliva na dinamiko signalnega žarka z minimalnimi izgubami – še več, če kontrolni žarek hitro ugasnemo, signalnemu pulzu hitrost zmanjšamo na nič in ga s tem efektivno shranimo v EIT medij, dokler ga s ponovnim vklopom kontrolnega žarka ne prikličemo nazaj. Zmanjšanje grupne hitrosti je razvidno tudi iz enačbe (6): ko pošljemo $|\Omega| \rightarrow 0$, gre $v_g \rightarrow 0$.

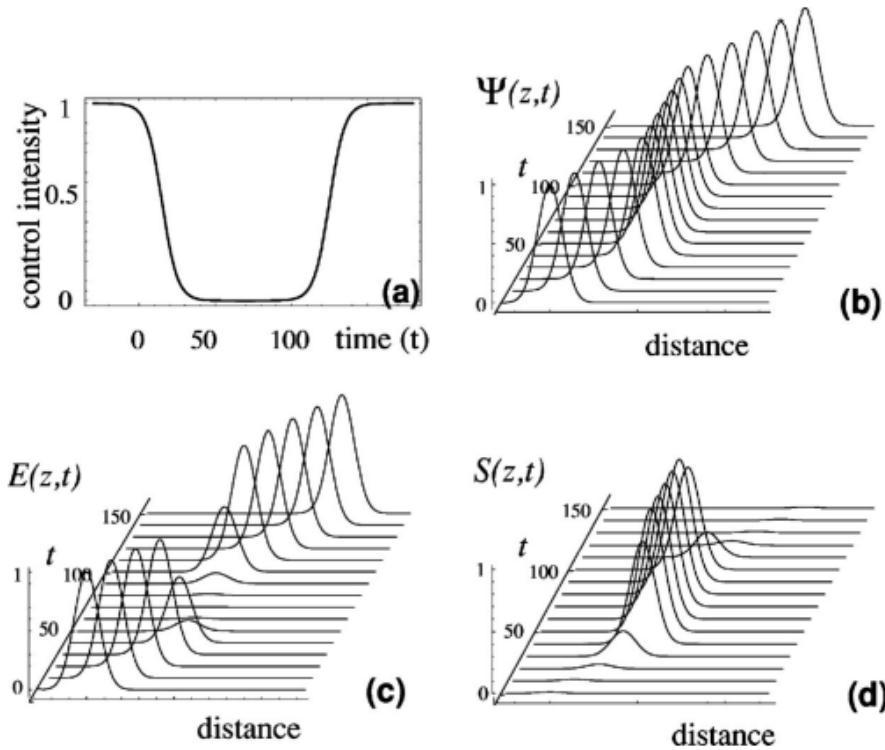
Za razlago tega fenomena uporabimo teorijo tako imenovanih polaritonov temnih stanj (ang. *dark state polaritons*), ki sta jo razvila Lukin in Fleischauer [28, 29]. Polariton temnega stanja je kvazidelec, superpozicija elektromagnetnega valovanja in vzbujenih atomskih stanj. Njegovo kvantno stanje $\Psi(z, t)$ je superpozicija fotonske $E(z, t)$ in spinske komponente $S(z, t)$:

$$\Psi(z, t) = \cos \theta E(z, t) + \sin \theta S(z, t), \quad (7)$$

$$\cos \theta = \frac{\Omega}{\sqrt{\Omega^2 + g^2 N}}; \quad \sin \theta = \frac{g\sqrt{N}}{\sqrt{\Omega^2 + g^2 N}}, \quad (8)$$

kjer se spomnimo, da je g sklopitvena konstanta med atomi in poljem, N pa število atomov v vzorcu. Izpeljava enačb (7) in (8) sledi iz reševanja Hiesenberg-Langevinovih enačb za kvantni sistem in s tem nekoliko presega idejo tega seminarja.

Po vstopu signalnega pulza v EIT medij in izklopa kontrolnega žarka ($\Omega \rightarrow 0$) se fotonska komponenta zmanjša na 0 in $|\Psi\rangle$ sestoji zgolj iz spinskega dela. Ob ponovnem vklopu kontrolnega žarka se signal »prebere« in je v enakem kvantnem stanju, kot je bil na začetku. [22, 25, 26, 28, 29, 30]



Slika 5: Fotonski in spinski del polaritona temnih stanj ob prehodu EIT medija ob delovanju kontrolnega žarka. Na posameznih sličicah: a) časovna odvisnost intenzitete kontrolnega žarka, b) časovna in prostorska odvisnost cele Ψ , c) časovna in prostorska odvisnost elektromagnetne komponente, d) časovna in prostorska odvisnost spinske komponente, vir [30].

Na sliki 5 b) vidimo, kako se z izklopom kontrolnega žarka (čas 0-50) valovna funkcija premika zgolj še po časovni dimenziji. Istočasno opazimo, kako fotonska komponenta pada na 0, spinska pa na maksimalno vrednost. Približno ob času 100 vidimo obraten pojav: valovna funkcija se premika tudi po časovni dimenziji, medtem ko spinski del pada 0, elektromagnetni pa na svojo maksimalno vrednost. [22, 28, 29, 30]

3 Tehnična izvedba

Sedaj bomo opisan mehanizem EIT kvantnega spomina prenesli v prakso. Najprej bomo sestavili nekoliko poenostavljenega eksperimentalno postavitev, nato pa se bomo posvetili še dodatnim tehničnim podrobnostim in jih upoštevali pri dopolnitvi sheme.

Vroče atomske ansamble (npr. cezijeve ali rubidijeve) shranjujemo v približno 10-centimetrskih steklenih celicah v obliki pare in jih obdamo z mu-metal (zlitina z veliko magnetno permeabilnostjo, tudi do $100.000 \mu_0$, [31]) ščiti proti zunanjim magnetnim motnjam, hladne atome pa po laserskem hla-jenju (bolj podrobno: [32]) ujamemo v magnetooptično past (MOT). Signalni in kontrolni žarek točno zaklenemo na dotične frekvence atomskih prehodov v Cs ali Rb s pomočjo akustooptičnih modulatorjev (AOM) in brezdopplerske spektroskopije (ang. *doppler free spectroscopy*). Za vklop in izklop laserjev uporabimo hiter elektronski kontrolni sistem, ki deluje na nanosekundni skali, fotone pa detektiramo s števcem posameznih fotonov. Sedaj poglejmo, katere praktične ovire moramo še premostiti.

3.1 Tehnične ovire

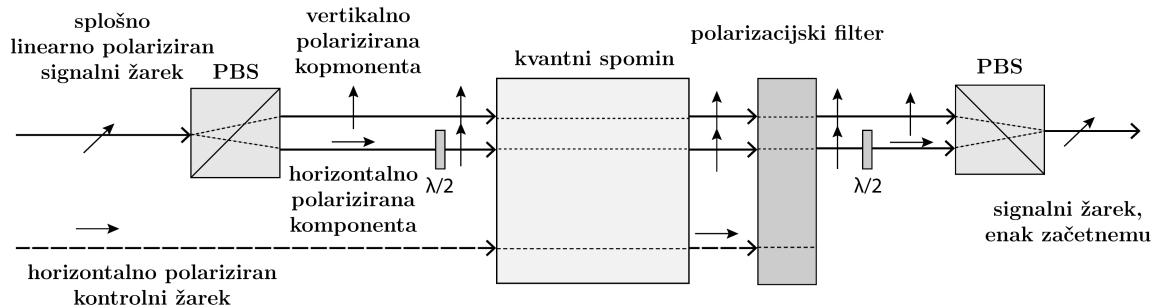
3.1.1 Dekoherenca

Čas hranjenja je odvisen od dekoherence atomov, ki jo v glavnem povzroča termično gibanje vročih atomov (pri hladnih te težave ni). Zato za njihovo shranjevanje uporabljam posebne celice, ki so prevlečene s premazom iz parafina, alkenov ali novejših snovi, ki blažijo dekoherenco zaradi trkov atomov ob stene. Nekatere celice uporablajo tudi dodane nereaktivne žlahtne pline (ang. *buffer gas*), ki omejujejo gibanje. [22, 33, 34, 35, 36, 37]

3.1.2 Filtriranje

Druga velika težava je šum, ki ga povzroči preostanek kontrolnega žarka – signalni in kontrolni žarek sta namreč običajno ob prehodu skozi atomski ansambel kolinearna, kar je lepo vidno na sliki 7: žarka, označena s »Probe« in »Coupling« sta najprej ločena, pred prehodom cezijve celice pa se združita v isti snop. To pomeni, da moramo pred končno detekcijo signal nekako izolirati, oziroma odfiltrirati stran kontrolni žarek. V limiti želimo pošiljati in prejemati le en sam signalni foton, zato mora biti filtriranje res dobro. To rešujemo na tri načine:

- **prostorsko filtriranje:** laserja med sabo zamaknemo za majhen kot, tako da glavnina (brez raznih odbitih žarkov ipd.) kontrolnega laserja po preletu skozi celico odpotuje proč od detektorja (na sliki 8 je lepo viden majhen kot kontrolnim žarkom (narisan kot svetlo rdeč in širši) in signalnim žarkom (narisan kot temno rdeč in tanjši, razdeljen na dva tira)). Ta metoda ne pride v poštev pri vročih atomih zaradi Dopplerjevega premika.
- **polarizacijsko filtriranje:** s pomočjo $\lambda/2$ ploščic (ang. *half-wave plate*) poskrbimo, da sta kontrolni in signalni žarek med seboj pravokotno polarizirana, in nato pred detekcijo s polarizacijskim filtrom odstranimo kontrolni žarek. Signal pa je v realnem primeru polariziran splošno, zato se poslužimo t. i. dvotirnega (ang. *dual-rail*) sistema, ki je prikazan na sliki 6: signalni žarek s polarizirajočim žarkovnim delilnikom (ang. *polarizing beam splitter* (PBS)) razdelimo v dva kanala: enega s polarizacijo vzporedno s kontrolnim žarkom, drugega pa s pravokotno. Prvemu (spodnjemu) polarizacijo z $\lambda/2$ ploščico zasukamo za 90 stopinj ter ga po ločenem kanalu pošljemo skozi kvantni spomin. Polarizacijo mu spet pravilno obrnemo šele po filtriranju s polarizacijskim filtrom – tedaj ga tudi spet združimo z drugim kanalom. Tako smo polarizacijsko filtrirali žarek, ki ima v splošnem tudi komponente polarizacije vzporedne s šumom (kontrolnim žarkom) [9, 11, 22]



Slika 6: Shema polarizacijskega filtriranja splošno polariziranega signala z dvotirnim sistemom.

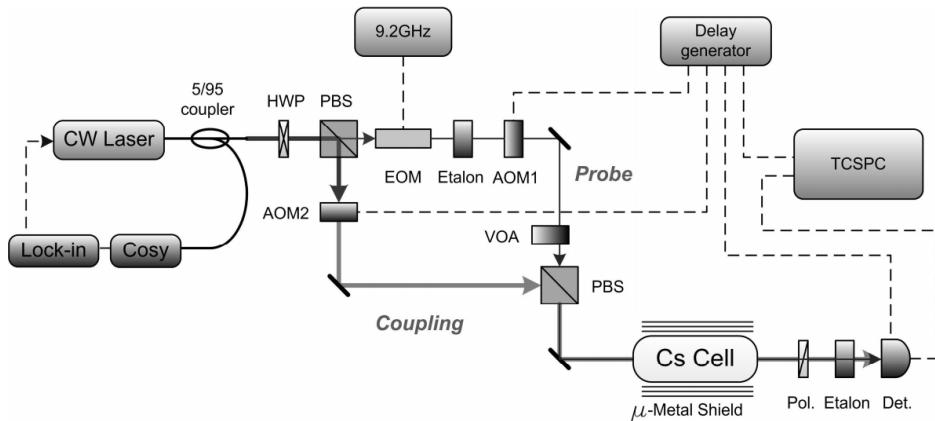
- **spektralno filtriranje:** uporabljamo Fabry-Perotov etalon ali pa atom-ske filtre z izotopi atomov elementa v kvantnem spominu, ki pa nimajo prehoda na frekvenci signalnega žarka (npr. ^{85}Rb in ^{87}Rb) in delujejo kot ozkopasovni zarezni filter.

3.2 Eksperimentalne sheme

Ob upoštevanju vsega napisanega lahko sestavimo eksperimentalno shemo za kvantni spomin.

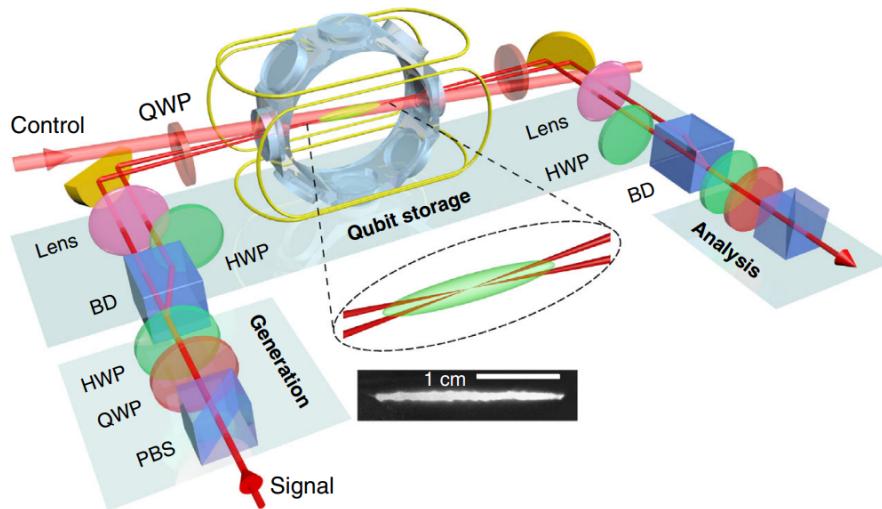
3.2.1 Shema za spomin z vročimi atomi

Primer eksperimentalne postavitve kvantnega spomina z vročimi atomi prikazuje slika 7 iz ameriškega laboratorija NIST. Para cezijevih atomov je zbrana v parafinski stekleni celici in dodatno zaščitena z mu-metal ščiti. Na levi strani slike so optični elementi, s pomočjo katerih pripravijo signalni (»Probe«) in kontrolni (»Coupling«) žarek, preden ju pošljejo skozi celico (od leve proti desni). Za polarizacijsko filtriranje je uporabljen polarizacijski filter, za frekvenčno filtriranje pa Fabry-Perotov etalon. Vklope in izklope laserjev nadzira kontrolni sistem oziroma »delay generator«, »TSCP« pa je števec posameznih fotonov. S tako izvedbo kvantnega spomina so dosegli približno 80 % učinkovitost in čas hranjenja približno $10 \mu\text{s}$. [10]



Slika 7: Primer sheme postavitve za EIT kvantni spomin z vročimi atomi, vir Ma [10].

3.2.2 Shema za spomin s hladnimi atomi



Slika 8: Primer sheme postavitve za EIT kvantni spomin s hladnimi atomi, vir Vernaz-Gris [9].

Shemo eksperimentalne postavitve spomina s hladnimi atomi laboratorija Kastler Brossel z univerze Sorbonne prikazuje slika 8. Oblak hladnih atomov je v magnetooptični pasti, signalni žarek pa se razdeli v dvotiren sistem (bolj natančno v (3.1.2)). Opazimo lahko prostorsko filtriranje: kot med kontrolnim in signalnim žarkom znaša približno $0,5^\circ$. Dotični kvantni spomin dosega 68 % učinkovitost po času hrانjenja $4,5 \mu\text{s}$. [9]

4 Zaključek

Kvantni spomin je torej nujno potreben element za izdelavno kvantnih repetitorjev, ki bodo omogočali povezavo kvantnih računalnikov ter varne kvantne komunikacije. Vse podporne raziskave pa prispevajo k splošnemu povečanju človeške zakladnice znanja in bodo lahko uporabne tudi na drugih področjih. Kljub številnim naravnim dejstvom, ki ne gredo v prid enostavni izdelavi kvantnega spomina, pa veliko svetovnih laboratoriјev dosega vedno boljše rezultate. V Sloveniji sta v tovrsten projekt vključena FMF ter IJS, kjer bo kvantni spomin razvijal Laboratorij za hladne atome.

Literatura

- [1] Wikipedia contributors. *Quantum computing — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Quantum_computing&oldid=1007781810. [Online; accessed 21-February-2021]. 2021.
- [2] MIT Technology Review. *Explainer: What is quantum communication?* <https://www.technologyreview.com/2019/02/14/103409/what-is-quantum-communications/>. [Online; accessed 21-February-2021]. 2021.
- [3] Picoquant. *Quantum mechanics guarantee secure communications*. <https://www.picoquant.com/applications/category/quantum-optics/quantum-communication#description>. [Online; accessed 21-February-2021]. 2021.
- [4] Qiang Zhang in sod. “Large scale quantum key distribution: challenges and solutions”. V: *Optics express* 26.18 (2018), str. 24260–24273.
- [5] John Russel, HPC Wire. *What’s Needed to Deliver the Nationwide Quantum Internet Blueprint*. <https://www.hpcwire.com/2020/07/27/whats-needed-to-deliver-the-nationwide-quantum-internet-blueprint/>. 2020.
- [6] Qiao Ruihong in Meng Ying. “Research Progress Of Quantum Repeaters”. V: *Journal of Physics: Conference Series* 1237 (jun. 2019), str. 052032. DOI: 10.1088/1742-6596/1237/5/052032. URL: <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1237/5/052032>.
- [7] Nicolas Sangouard in sod. “Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics”. V: *Rev. Mod. Phys.* 83 (1 mar. 2011), str. 33–80. DOI: 10.1103/RevModPhys.83.33. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.83.33>.
- [8] TB Pittman in JD Franson. “Cyclical quantum memory for photonic qubits”. V: *Physical Review A* 66.6 (2002), str. 062302.
- [9] Pierre Vernaz-Gris in sod. “Highly-efficient quantum memory for polarization qubits in a spatially-multiplexed cold atomic ensemble”. V: *Nature communications* 9.1 (2018), str. 1–6.

- [10] Lijun Ma in sod. “EIT quantum memory with Cs atomic vapor for quantum communication”. V: *Quantum Communications and Quantum Imaging XIII*. Zv. 9615. International Society for Optics in Photonics. 2015, str. 96150D.
- [11] Yunfei Wang in sod. “Efficient quantum memory for single-photon polarization qubits”. V: *Nature Photonics* 13.5 (2019), str. 346–351.
- [12] Brian Julsgaard in sod. “Experimental demonstration of quantum memory for light”. V: *Nature* 432.7016 (2004), str. 482–486.
- [13] David Höckel in Oliver Benson. “Electromagnetically induced transparency in cesium vapor with probe pulses on the single-photon level”. V: *Physical review letters* 105.15 (2010), str. 153605.
- [14] Jinxian Guo in sod. “High-performance Raman quantum memory with optimal control in room temperature atoms”. V: *Nature communications* 10.1 (2019), str. 1–6.
- [15] Mikael Afzelius, Nicolas Gisin in Hughes de Riedmatten. “Quantum memory for photons”. V: *Physics Today* 68.12 (2015), str. 42–47.
- [16] Mahdi Hosseini in sod. “High efficiency coherent optical memory with warm rubidium vapour”. V: *Nature communications* 2 (2011), str. 174.
- [17] Y-W Cho in sod. “Highly efficient optical quantum memory with long coherence time in cold atoms”. V: *Optica* 3.1 (2016), str. 100–107.
- [18] Mikael Afzelius in sod. “Multimode quantum memory based on atomic frequency combs”. V: *Phys. Rev. A* 79 (5 maj 2009), str. 052329. DOI: 10.1103/PhysRevA.79.052329. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.79.052329>.
- [19] B. Kraus in sod. “Quantum memory for nonstationary light fields based on controlled reversible inhomogeneous broadening”. V: *Phys. Rev. A* 73 (2 feb. 2006), str. 020302. DOI: 10.1103/PhysRevA.73.020302. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.73.020302>.
- [20] Khabat Heshami in sod. “Quantum memories: emerging applications and recent advances”. V: *Journal of Modern Optics* 63.20 (2016). PMID: 27695198, str. 2005–2028. DOI: 10.1080/09500340.2016.1148212. eprint: <https://doi.org/10.1080/09500340.2016.1148212>. URL: <https://doi.org/10.1080/09500340.2016.1148212>.

- [21] Lijun Ma, Oliver Slattery in Xiao Tang. “Optical quantum memory and its applications in quantum communication systems”. V: *Journal of research of the National Institute of Standards and Technology* 125 (2020).
- [22] Lijun Ma, Oliver Slattery in Xiao Tang. “Optical quantum memory based on electromagnetically induced transparency”. V: *Journal of Optics* 19.4 (2017), str. 043001.
- [23] Wikipedia contributors. *Electromagnetically induced transparency — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Electromagnetically_induced_transparency&oldid=994032640. [Online; accessed 29-December-2020]. 2020.
- [24] Rudolf Podgornik in Andrej Vilfan. *Elektromagnetno polje*. DMFA-založništvo, 2012.
- [25] Martin Strojnik. “Počasna svetloba”. Seminar. Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, 2008.
- [26] Matej Pregelj. “Zaustavljena svetloba”. Seminar. Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, 2005.
- [27] Lene Vestergaard Hau in sod. “Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas”. V: *Nature* 397.6720 (1999), str. 594–598.
- [28] Michael Fleischhauer in Mikhail D Lukin. “Quantum memory for photons: Dark-state polaritons”. V: *Physical Review A* 65.2 (2002), str. 022314.
- [29] Michael Fleischhauer in Mikhail D Lukin. “Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency”. V: *Physical review letters* 84.22 (2000), str. 5094.
- [30] MD Lukin. “Colloquium: Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles”. V: *Reviews of Modern Physics* 75.2 (2003), str. 457.
- [31] Wikipedia contributors. *Mu-metal — Wikipedia, The Free Encyclopedia*. <https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Mu-metal&oldid=1009252241>. [Online; accessed 12-March-2021]. 2021.
- [32] Tadej Mežnaršič. “Lasersko hlajenje cezijevih atomov: magistrsko delo”. Magistrsko delo. Univerza v Ljubljani, Fakulteta za matematiko in fiziko, 2016.

- [33] MV Balabas. “Dependence of the longitudinal relaxation time of the polarization of cesium atoms in the ground state on the temperature of an antirelaxation coating”. V: *Technical Physics* 55.9 (2010), str. 1324–1329.
- [34] MV Balabas in sod. “High quality anti-relaxation coating material for alkali atom vapor cells”. V: *Optics express* 18.6 (2010), str. 5825–5830.
- [35] Haotian Chi in sod. “Advances in anti-relaxation coatings of alkali-metal vapor cells”. V: *Applied Surface Science* 501 (2020), str. 143897.
- [36] SJ Seltzer in MV Romalis. “High-temperature alkali vapor cells with antirelaxation surface coatings”. V: *Journal of Applied Physics* 106.11 (2009), str. 114905.
- [37] SJ Seltzer in sod. “Investigation of antirelaxation coatings for alkali-metal vapor cells using surface science techniques”. V: *The Journal of chemical physics* 133.14 (2010), str. 144703.
- [38] Christopher J Foot in sod. *Atomic physics*. Zv. 7. Oxford University Press, 2005.
- [39] Mason Joseph Klein. *Slow and stored light in atomic vapor cells*. Harvard University, 2009.
- [40] Le-Man Kuang, Guang-Hong Chen in Yong-Shi Wu. “Nonlinear optical properties of an electromagnetically induced transparency medium interacting with two quantized fields”. V: *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics* 5.4 (2003), str. 341.
- [41] Alexander I Lvovsky, Barry C Sanders in Wolfgang Tittel. “Optical quantum memory”. V: *Nature photonics* 3.12 (2009), str. 706–714.