

# MIKROHULLÁM-OPTIKAI KEVERÉS ATOMOKKAL

Tézisfüzet

KURKÓ ÁRPÁD

Témavezető: Dr. Vukics András

2024



# Bevezetés

Az alkáli atomok hiperfinom átmenetei a huszadik század eleje óta döntő szerepet játszanak a kvantumfizika formálásában, és széleskörű alkalmazáshoz vezettek a kvantumtechnológia területén. Erre talán az egyik ilyen kiemelkedőbb példa a másodperc jelenlegi definíciója, amely az alapállapotú  $^{133}\text{Cs}$  atom két hiperfinom energiaszintje közötti átmenetén alapszik [1]. Az optikai átmenetek közötti kvantuminterferencia jelensége, ahol a hiperfinom energiaszintek csatolva vannak egy gerjesztett állapothoz, a fizika új területeit tárta fel, melyek újabb alkalmazásokhoz vezettek. A jelentősebbeket kiemelve ezek közé tartozik a semleges atomok hűtése [2–4] visszalökődési hőmérséklet alá jelentős atomvesztés nélkül, atominterferométerek létrehozása [5], valamint a fény megállítása [6] és a közeg gerjesztéseiben való tárolása [7, 8]. A szupravezetés jelensége a fény-anyag kölcsönhatás tanulmányozásának egy új módját tette lehetővé az áramkör-kvantumelektrodinamikai (CCQED) rendszerek megszületésével [9]. Ezáltal megvalósult olyan szupravezető mesterséges atomok létrehozása, melyek hiperfinom átmenetei erősen csatolódnak a mikrohullámú térhez [10]. Következésképpen a mikrohullámú és optikai terekkel egyaránt kölcsönható hiperfinomszerkezetű atomokat tartalmazó rendszerek a kvantumtechnológia központi témájává váltak. A jelentős fejlődés ellenére ebben a témakörben még mindig vannak feltáratlan területek. Ilyen megfontolásból a téziszüzetben bemutatásra kerülő kutatás célja, hogy ennek a feltérképezetlen területnek egy szeletébe betekintést nyerjünk, különös tekintettel azokra a rendszerekre, melyek hiperfinom átmenetekkel rendelkező atomokat foglalnak magukban.

## Rövid leírás

### 1. Mikrohullám-optikai átalakítás

Egy kvantumhálózat különböző helyeken elosztott kvantumfeldolgozó és tároló csomópontokból áll, amelyeket optikai szálak kötnek össze a kvantuminformáció fotonok segítségével történő továbbítása érdekében. A csomópontok megvalósítására széles kísérleti platformok skálája áll rendelkezésre. Ezek közé tartoznak a csapdázott ionok [11], semleges atomok optikai rácsokban [12], atomok optikai rezonátorokban [13], kvantumpöttyök [14, 15], színeközponatok kristályokban [16], és talán a legígéretesebb, a szupravezető áramkörök

[17, 18]. Ez utóbbi platform mikrohullámú tartományban működik, ami szükségessé teszi a koherens mikrohullám-optikai átalakítók kifejlesztését a távoli szupravezető kvantumáramkörök optikai szálakon keresztül történő összekapcsolásához. Az atomi rendszerek megfelelő jelöltek erre, ahol a jó koherenciatulajdonságuk és az erős dipólátmenetek jelenléte biztosítaná az optikai fotonokhoz való hatékony csatolásukat [19–21]. A Schmiedmayer [22] által kidolgozott Atom Chip szerkezetre épülő átalakítókban, nanohuzalok segítségével felületen csapdázott atomok hiperfinom átmenetei egy szupravezető mikrohullámú rezonátorhoz vannak csatolva [23–25]. Számos esetben az ilyen atomok három nívós rendszerekként modellezhetők, az energiaszintek  $\Lambda$  konfigurációjával. Egyetlen mikrohullámú foton [26, 27] átalakítható az atom hiperfinom nívóinak spin-hullám gerjesztésévé, ami viszont egyetlen optikai fotonná alakítható át egy stimulált Raman-folyamat segítségével [19, 20]. A  $\Lambda$  konfigurációban viszont egyetlen atom hiperfinom átmenete nem csatolódik elég erősen a mikrohullámú fotonhoz, hogy abból egy, a gyakorlatban használható átalakító születhessen. A kézenfekvő megoldás ezen probléma kiküszöbölésére nagy számú atomokból álló rendszer [25] használata.

A kutatásom egyik aspektusa fotonok keltését vizsgálta egy koherens módon előállított atomegyüttesből. Mivel a generált optikai fotonokat a kvantumkommunikációban alkalmaznák, megvizsgáltuk, hogy milyen hatékonysággal csatolhatóak a fotonok az optikai szálra fókuszált Gauss-módusokba. Az optikai szálba becsatolt sugárzás térbeli profiljára összpontosítottunk, amely a szórt térnek a Gauss-módussal való átfedési integráljában van kódolva. Egy hengersizmetrikus harmonikus csapdában lévő atomok együttesét tekintve, a térbeli átfedési integrálokat számoltuk ki és elemeztük. Mivel az optikai szál rögzített iránya esetén a becsatolt Gauss-módusok a generált sugárzás frekvenciája körül szélessávú, egydimenziós kontinuumot alkotnak, a kisugárzott intenzitást a Born-Markov-közelítés keretében számoltuk ki, hasonlóan az atom szabad térbeli spontán emissziójához. A választ pedig arra a kérdésre kerestük, hogy milyen geometriai feltételek mellett maximalizálható a generált fotonok begyűjtési hatékonysága. A becsatolt fotonráta optimalizálás a következő paraméterek figyelembevételével történt: az atomok száma, a csapda geometriája, a Gauss-módus nyalábdereka, valamint a bejövő meghajtó tér orientációja a kicsatoló optikai szál irányához képest.

A mikrohullám-optikai konverziós folyamatát egy degenerált kvantumgázban, Bose-Einstein-kondenzátumban (BEK), amelynek koherenciahossza nagyobb az optikai hullámhossznál, is megvizsgáltuk. Már a korai BEK-kísérleteknél megfigyelték, hogy a kondenzátumon történő fényszórás során olyan sűrűségul-

lámok gerjesztődhetnek, amelyek koherensen kiterjednek az egész atomi mintára [28, 29]. Felismerve, hogy a fényszórás a BEK-ben a belső atomi állapotok mellett olyan gerjesztéseket is létrehozhat, amelyek lehetővé teszik az impulzusátvitelt a bejövő térről a kondenzátumra, az atomok külső, mozgási szabadságfokát is bevontuk az elemzésünkbe. A BEK szinte tetszőleges impulzust képes átvenni a folyamat fotonikus részéből anélkül, hogy annak energiája jelentősen megváltozna. Ez a BEK-gerjesztések rendkívül lapos diszperziós relációjának tulajdonítható az optikai fotonok számára releváns impulzusskálán. Másodkvantált formalizmust használva a mozgásegyenletek egyszerűen felírhatók az egyszeres gerjesztések alterében, az ezekből kinyert amplitúdókból pedig megkaptuk a keresett kifejezést az optikai szálba becsatolt fotonok intenzitásáról.

## 2. Fotonblokádtörés

Egy optikai rezonátorba helyezett nemlineáris atomi közeg megnyitja az utat a fény-anyag kölcsönhatás nemlineáris természetének feltárásához. E nemlinearitás szemléletes példája a blokádtörés jelensége. Az alacsony intenzitású meghajtás tartományban a rezonátor elnyomja a transzmissziót. Egy kritikus ponton vagy a meghajtó tér intenzitásának egy meghatározott tartományán belül azonban a blokádtörés hirtelen megszűnik, a rezonátor lehetővé teszi az átvitelt. Bizonyos esetekben ezen kritikus tartományban a rendszer bimodalitást mutat, vagyis az atomokkal töltött rezonátor két stabil stacionárius megoldással rendelkezik ugyanarra a meghajtási erősségre. Ezek a megoldások különböző fotonszámú állapotoknak felelnek meg - az egyiket alacsony fotonszám („halvány” állapot), a másikat magas fotonszám („fényes” állapot) jellemzi. A bistabilitás megvalósulása egy hajtott-veszteséges atomrezonátor rendszerben különböző formákat ölthet. A fény-anyag kölcsönhatás e nemlineáris természetének egyik ilyen példája az optikai bistabilitás [30–33]. Ezt kezdetben szaturálható rezonátorokban [34] és félvezetőkben [35] figyelték meg. Ugyanakkor azonban néhány atom vagy akár egyetlen atom is mutathatja az optikai bistabilitás jeleit [36, 37]. Az optikai bistabilitás nemlineáris transzmisszióját leíró állapotegyenlet megkapható a Maxwell-Bloch egyenletek [38] stacionárius megoldásaiból, amire mint szemiklasszikus modellre hivatkozunk a továbbiakban.

A fotonblokádtörés [39–42], egy másik olyan jelenség, amely intenzitásbeli bistabilitást mutat, viszont ami a hajtott-veszteséges Jaynes-Cummings-modell „erős csatolási” tartományában jelentkezik. Ennek a kísérleti megfi-

gyelése a CCQED platformon keresztül valósult meg [43–45]. A fotonblokad-  
 áttörés fenomenológiájának intuitív képe egy egyetlen kétállapotú atomból  
 (qubit) és egy módusból álló csatolt rendszerre a következőképpen írható  
 le: közel az üres rezonátor frekvenciájára hangolt meghajtás nem tudja ger-  
 jetszeni az alapállapotba preparált rendszert [46–49], az erős qubit-módus  
 kölcsönhatás okozta fokozott Rabi-felhasadás miatt. Azonban a meghajtó  
 tér bármely elhangolására létezik egy olyan magasan fekvő tartománya a  
 spektrumnak, ahol az energiaszintek közel egyenlő távolságra vannak, és ez  
 a távolság megegyezik az elhangolással. Ha a meghajtás elég erős, akkor  
 egy ilyen tartományon kialakulhat a fényes állapot, amelyet többfotonos  
 átmenetek [40, 50, 51] és fotonszámnövelő kvantumugrások kombinációjá-  
 val lehet elérni, és ami a blokad áttöréséhez vezet. Elméleti vonalon, a szemi-  
 lasszikus háttérű optikai bistabilitással ellentétben a fotonblokad-áttörés mö-  
 gött a neoklasszikus Jaynes-Cummings-elmélet [41] áll. A fotonblokad-áttörés  
 bistabilitás tartományának határait a paramétertérben és a termodinamikai  
 erőscsatolás-limeszben a neoklasszikus elmélet helyesen jósolja meg. Míg a  
 szemilasszikus modellt széles körben használják a fény-anyag kölcsönhatás  
 vizsgálatában, a neoklasszikus elmélet évtizedekig a háttérben maradt. A  
 nulla spontán emissziós ráta limeszében értelmezett neoklasszikus elmélet  
 tiszta qubit-állapotot feltételez, ami az egységnyi hosszúságú pszeudospinnek  
 felel meg. Ez azt vonja maga után, hogy a qubit nem lehet összefonódva a mó-  
 dussal, ami egy kölcsönható kvantumrendszer esetében meglepő. Bár a neok-  
 lasszikus elmélet közvetett igazolást nyert a fotonblokad-áttörés leírásában a  
 fázisdiagram alakját és a termodinamikai limesz jellegét tekintve, az alapvető  
 feltételezése [41, 52], miszerint a pszeudospin egységnyi hosszúságú, eddig  
 nem volt tanulmányozva.

Közvetlenül vizsgáltuk a C++QED keretrendszerben [53–55] a kvantum-  
 ugrás-Monte-Carlo-módszerével, hogy az erősen kölcsönható hajtott-vesztésé-  
 ges Jaynes-Cummings-modellben a fotonblokad-áttörés fenomenológiáját helye-  
 sen a neoklasszikus elmélet írja le szemben a szemiklasszikus modellel. A szim-  
 ulációkban a qubit bomlási rátájára két értéket vizsgáltunk: (i)  $\gamma = 0$ , és  
 (ii)  $\gamma = 0.01\kappa$  ( $\kappa$  a rezonátor vonalszélessége), az erős csatolási határérték-  
 ben,  $g = 100\kappa$ , a második választás azért történt, hogy kissé eltávolodjunk  
 a neoklasszikus elmélet  $\gamma = 0$  értelmezési tartományától. Ezen rögzített  
 paraméter értékek mellett a meghajtó tér amplitúdóját és elhangolását széles  
 tartományban változtattuk. A neoklasszikus elmélet jóslatait összehasonlí-  
 tottuk a szimulációkból nyert eredményekkel: a rezonátor fotonszámával, a  
 bistabilitási tartomány határaival és a pszeudospin hosszával. A fotonblokad-

áttörés jelenségének leírásához tartozó másik hozzájárulásunk a magasan fekvő fényes állapot tiszta állapotként való modellezése volt, pontosabban a Jaynes-Cummings felöltötött állapotok koherens szuperpozíciójaként. Összehasonlítottuk ezen effektív modell által, különböző paraméter értékekre jósolt összefonódási mértékeket az erősen kölcsönható hajtott-veszteséges Jaynes-Cummings elmélet teljesen kvantumosan leírásából kapottakkal.

### **3. Rezonátor-QED kísérleti eredmények elemzése: modellek és módszerek**

Doktori kutatásom során lehetőségem nyílt arra, hogy aktívan részt vegyek két kísérleti projektben a csoportunkon belül, ezzel betekintést nyerve a kísérleti rezonátor-QED egyes területeibe.

#### **Transzmisszióblokádtörés modellezése**

Megvizsgáltunk egy harmadik típusú, az optikai bistabilitástól és a fotonblokádtöréstől eltérő, transzmisszióblokádtörő jelenséget. Ez a blokádtörés többnívós atomok rendszerében jelentkezik, és a rezonátor transzmissziójának két szélsőértéke közötti átmenetében figyelhető meg. Olyan forgatókönyvet vizsgáltunk, amelyben nagyszámú atom kollektív csatolása az optikai rezonátor egyik módusához nagyon erős. Fontos volt, hogy a diszperzív tartományban legyünk, ahol az atomi átmenet és a rezonátor módus közötti elhangolás jelentősen nagyobb, mint az egyedülálló atomok kölcsönhatási erőssége a módussal. Az átmenet a rendszer két olyan különböző stacionárius állapota között valósult meg, ahol az atomok belső elektronállapota tiszta kvantumállapot. Ezek az állapotok két atomi hiperfinom alapállapotnak feleltek meg, amelyek makroszkópicusan tükröződtek a rezonátor transzmissziójában. A rezonátorban lévő fotonok száma megfelelő fizikai mennyiség volt arra, hogy ezen két állapot közötti időbeli átmenetet lekövessük. Kezdetben minden atomot a rezonátor módushoz csatolt alapállapotba preparáltunk, és a nagy kollektív elhangolás miatt csak egy kis mennyiségű fény szivároghatott át a rezonátoron (blokádtörés állapot). Azonban a rezonátorba kerülő pár foton kis számú atomi gerjesztéseket eredményezett egy olyan köztes állapotba, ahonnan az atomok egy sötét, a rezonátor módusáról leválasztott állapotba bomolhattak. A kezdeti állapot fokozatos kiürülése csökkentette a módushoz csatolt atomok számát, ezzel együtt a kollektív elhangolást is. Ez által lehetővé vált,

hogy egyre több fény jusson be a rezonátorba, ami egy önerősítő kört hozott létre, áttörve a blokádot.

A transzmisszióblokád-áttörés kísérletben megfigyelt dinamikájának elméleti leírásához egy egyszerű szemiklasszikus modellt alkalmaztunk. Módosítottuk a Maxwell-Bloch-egyenleteket, behozva egy extra bomlási csatornát, amely a sötét állapotba való bomlást írja le a gerjesztett állapotból történő spontán emisszió eredményeként. A módosított Maxwell-Bloch-egyenleteket megoldva megkaptuk a rezonátorbeli fotonszám időbeli fejlődését. Mivel célunk a kísérleti megfigyelés modellezése volt, a Maxwell-Bloch-egyenletek együtthatóira a kísérletben használt paraméter értékeket használtuk, a sötét állapotba történő bomlási rátát leszámítva, ami az egyetlen illesztési paraméter volt.

### Fotonstatisztika mérése egyfotonszámlálóval

A rezonátor-QED kísérletekben lényeges, hogy olyan eszközkészlettel rendelkezünk, amely képes a különböző típusú fényforrások statisztikai tulajdonságainak elemzésére. A  $g^{(2)}$  korrelációs függvény alkalmas erre a statisztikai jellemzésre, ezért ennek a kísérleti adatokból történő kiszámolása kulcsfontosságú. Az egyfotonszámláló alkalmazásával lehetővé válik a korrelációs függvény feltérképezése, azonban ez nem mindig nyerhető ki közvetlenül a detektált fotonok szekvenciájából. Ami viszont a mérési adatokból közvetlenül elérhető az a detektált, egymást követő fotonpárok közötti idők, az ún. fotoelektron-várakozási idők. A várakozási idő eloszlás és a  $g^{(2)}$  közötti kapcsolat jól ismert [56, 57] és széles körben alkalmazzák [58, 59] a mért fényforrás statisztikai jellemzésére.

A kísérleti méréseinkbe olyan módszert sikerült integrálnunk, amellyel a detektált fotonok szekvenciájából kinyerhető a vizsgált sugárzás időbeli koherenciája. A fotonok mérése szupravezető nanoszálal egyfoton detektorpárral történt, a két detektálási csatorna használata a detektorok holtidejéből fakadó hatás (a holtidőnél rövidebb várakozási idővel érkező fotonpárok elvesztése) mérséklését szolgálta. A fotoelektronok jeleiből egy számláló egység időbélyegek sorozatát generálta, és ezen időbélyegek hisztogramja megadta a várakozási idő eloszlást. A [56] szerint a másodrendű korrelációs függvény kifejezhető a várakozási idő eloszlás konvolúciós hatványsoraként. Így a vizsgált fényforrás koherenciaidejénél rövidebb időbeli felbontás mellett, sikerült a mért fotonok statisztikai tulajdonságait meghatározni.



## Tézispontok

1. Fotonok paraxiális optikai elemek segítségével optikai szálba való becsatolás hatékonyságát vizsgáltuk. A begyűjtött sugárzás  $\Lambda$  szerkezetű atomokból álló felhő mikrohullámú gerjesztéséből származik stimulált Raman-szórás segítségével. A szórt tér és a kiolvasó Gauss-módus átfedési integrálját kiszámítva megmutattuk, hogy a legjobb átfedést, ami egyben az optimális becsatolás feltétele is, akkor kapjuk, ha az atomi felhő szélességével megegyező nyalábderekű Gauss-módust használunk. Ezen optimális nyalábderek értéket választva bebizonyítottuk, hogy a maximális becsatolási hatások a kompakt, azaz keskeny és rövid atomi felhő esetén érhető el.
2. Egy degenerált kvantumgázban megvalósuló mikrohullám-optikai konverziót vizsgáltuk, figyelembe véve az atomok külső, mozgási szabadsági fokát, hogy leírjuk a szórás következtében fellépő impulzusátadást a kondenzátum részére. Eredményeink rávilágítottak a keletkező optikai sugárzás két különböző csatornájának jelenlétére. Az egyik csatorna a kondenzátumban lévő atomok számával arányos intenzitást mutat, és izotróp sugárzásnak felel meg. Ez annak a következménye, hogy a kondenzátum szinte tetszőleges impulzust képes elnyelni a folyamat fotonikus részéből, lehetővé téve, hogy a fotonok szóródása a meghajtott tér által meghatározott iránytól eltérő irányokban történjen. A másik csatorna, ahol nincs impulzusátadás a kondenzátumnak, szuperradiáns viselkedést mutat, és túlnyomórészt az előreszórás irányában történik.
3. A neoklasszikus modellt, mint a fotonblokkád-áttörés fenomenológiájának helyes elméletét vizsgáltuk. A kvantumugrás-Monte-Carlo-módszerével kimutattuk, hogy a neoklasszikus elmélet feltételezése, miszerint a qubit tiszta állapotban van összhangban áll a teljesen kvantumos modell eredményeivel a  $\Delta \lesssim g/4$  elhangolásokra. Ez az egyezés még kis qubit-bomlás jelenlétében is igaz, ami lehetővé teszi a neoklasszikus modell kiterjesztését a nem nulla  $\gamma$  értékű esetekre. Ezzel arra a következtetésre jutottunk, hogy a meghajtott-veszteséges Jaynes-Cummings-modell erős csatolású rezsimjében a qubit-módus kölcsönhatás nem hoz létre összefonódást a kvantumtrajektóriák mentén egy jelentős paraméter-tartományon belül.
4. A fotonblokkád-áttörés intuitív képét szem előtt tartva, és felismerve,

hogy a Jaynes-Cummings-modell spektrumának magasan fekvő szintjein az anharmonicitás csökken, a fényes állapotot a Jaynes-Cummings felöltöztetett állapotok koherens szuperpozíciójaként modelleztük. Ennek az effektív modellnek a bevezetésével meg tudtuk magyarázni az összefonódásban megfigyelt tendenciákat a kvantumugrás-Monte-Carlo-szimulációkban. Modellünk reprodukálta, hogy a qubit-módus rendszerben a fényes állapot fotonszámának csökkenésével hogyan alakul ki az összefonódás, ami a fényes állapotnak a spektrum harmonikus, magasabban fekvő részéből az anharmonikus, alacsonyabban fekvő részébe való átmenetét jelenti.

5. Megmutattuk, hogy egy egyszerű szemiklasszikus modell hogyan képes visszaadni a többnívós atom-rezonátor rendszerében kísérletileg megfigyelt transzmisszióblokkád-áttörés jelenségét. Ezt úgy értük el, hogy a többnívós atomi struktúrát egy kétállapotú reprezentációra redukáltuk, és egy új bomlási csatornát hoztunk be a Maxwell-Bloch-egyenletekbe. Ennek az extra bomlási tagnak köszönhetően az atomok fokozatosan kiürülnek a kétdimenziós térből, és a rezonátor módushoz nem csatolt sötét állapotba kerülnek. Ez a kiürülési folyamat lehetővé teszi a blokkád áttörését, és visszaadja a kísérletben megfigyelt transzmisszió időbeli fejlődését.
6. A másodrendű korrelációs függvény mérési módszerét integráltuk a kísérleti protokollunkba a közvetlenül mérhető várakozási idő eloszlás felhasználásával. A vizsgált sugárzás egyfotonszámlálókkal történő detektálása után a fotoelektronok időbélyegsorozatából a fényforrás koherenciaidejénél rövidebb időfelbontással kivontuk a várakozási idő eloszlást. Ezt követően kiszámoltuk a  $g^{(2)}$  korrelációs függvényt a várakozási idő eloszlás konvolúciós sorának különböző rendjeiben.

## Publikációs lista

- Á. Kurkó, P. Domokos, A. Vukics, T. Bækkegaard, N. T. Zinner, J. Fortágh, and D. Petrosyan, “Optimal collection of radiation emitted by a trapped atomic ensemble”. *EPJ Quantum Technol.* **8**, 11 (2021).
- Á. Kurkó, P. Domokos, D. Petrosyan, and A. Vukics, “Collection efficiency of optical photons generated from microwave excitations of a

Bose-Einstein condensate”. *Phys. Rev. A* **105**, 053708 (2022).

- Á. Kurkó, A. Vukics, and N. Német, “Is the photon-blockade breakdown a quantum effect? A neoclassical story”. [arXiv:2310.08388](https://arxiv.org/abs/2310.08388)(2023).
- T. W. Clark, A. Dombi, F. I. B. Williams, Á. Kurkó, J. Fortágh, D. Nagy, A. Vukics, and P. Domokos, “Time-resolved observation of a dynamical phase transition with atoms in a cavity”. *Phys. Rev. A* **105**, 063712 (2022).

## Irodalomjegyzék

- <sup>1</sup>L. Essen and J. V. Parry, “An atomic standard of frequency and time interval: a caesium resonator”, *Nature* **176**, 280–282 (1955).
- <sup>2</sup>M. Kasevich and S. Chu, “Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms”, *Physical review letters* **69**, 1741 (1992).
- <sup>3</sup>J. Reichel, F. Bardou, M. B. Dahan, E. Peik, S. Rand, C. Salomon, and C. Cohen-Tannoudji, “Raman cooling of cesium below 3 nk: new approach inspired by lévy flight statistics”, *Physical review letters* **75**, 4575 (1995).
- <sup>4</sup>H. Lee, C. Adams, M. Kasevich, and S. Chu, “Raman cooling of atoms in an optical dipole trap”, *Physical review letters* **76**, 2658 (1996).
- <sup>5</sup>M. Kasevich and S. Chu, “Atomic interferometry using stimulated raman transitions”, *Physical review letters* **67**, 181 (1991).
- <sup>6</sup>L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, “Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas”, *Nature* **397**, 594–598 (1999).
- <sup>7</sup>D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, “Storage of light in atomic vapor”, *Physical review letters* **86**, 783 (2001).
- <sup>8</sup>C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, “Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses”, *Nature* **409**, 490–493 (2001).
- <sup>9</sup>A. Blais, R.-S. Huang, A. Wallraff, S. M. Girvin, and R. J. Schoelkopf, “Cavity quantum electrodynamics for superconducting electrical circuits: an architecture for quantum computation”, *Physical Review A* **69**, 062320 (2004).

- <sup>10</sup>X. Gu, A. F. Kockum, A. Miranowicz, Y.-x. Liu, and F. Nori, “Microwave photonics with superconducting quantum circuits”, *Physics Reports* **718**, 1–102 (2017).
- <sup>11</sup>J. Schupp, V. Krcmarsky, V. Krutyanskiy, M. Meraner, T. Northup, and B. Lanyon, “Interface between trapped-ion qubits and traveling photons with close-to-optimal efficiency”, *PRX Quantum* **2**, 020331 (2021).
- <sup>12</sup>A. Heinz, A. J. Park, N. Šantić, J. Trautmann, S. G. Porsev, M. S. Safronova, I. Bloch, and S. Blatt, “State-dependent optical lattices for the strontium optical qubit”, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 203201 (2020).
- <sup>13</sup>A. Reiserer and G. Rempe, “Cavity-based quantum networks with single atoms and optical photons”, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1379–1418 (2015).
- <sup>14</sup>P. Lodahl, S. Mahmoodian, and S. Stobbe, “Interfacing single photons and single quantum dots with photonic nanostructures”, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 347–400 (2015).
- <sup>15</sup>P. Senellart, G. Solomon, and A. White, “High-performance semiconductor quantum-dot single-photon sources”, *Nature Nanotechnology* **12**, 1026–1039 (2017).
- <sup>16</sup>N. Kalb, A. A. Reiserer, P. C. Humphreys, J. J. W. Bakermans, S. J. Kamerling, N. H. Nickerson, S. C. Benjamin, D. J. Twitchen, M. Markham, and R. Hanson, “Entanglement distillation between solid-state quantum network nodes”, *Science* **356**, 928–932 (2017).
- <sup>17</sup>F. e. a. Arute, “Quantum supremacy using a programmable superconducting processor”, *Nature* **574**, 505–510 (2019).
- <sup>18</sup>A. Blais, A. L. Grimsmo, S. M. Girvin, and A. Wallraff, “Circuit quantum electrodynamics”, *Rev. Mod. Phys.* **93**, 025005 (2021).
- <sup>19</sup>M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, “Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media”, *Reviews of modern physics* **77**, 633 (2005).
- <sup>20</sup>K. Hammerer, A. S. Sørensen, and E. S. Polzik, “Quantum interface between light and atomic ensembles”, *Reviews of Modern Physics* **82**, 1041 (2010).
- <sup>21</sup>N. Sangouard, C. Simon, H. De Riedmatten, and N. Gisin, “Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics”, *Reviews of Modern Physics* **83**, 33 (2011).

- <sup>22</sup>J. Schmiedmayer, “Quantum wires and quantum dots for neutral atoms”, The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics **4**, 57–62 (1998).
- <sup>23</sup>J. Fortágh and C. Zimmermann, “Magnetic microtraps for ultracold atoms”, Reviews of Modern Physics **79**, 235 (2007).
- <sup>24</sup>D. Petrosyan, G. Bensky, G. Kurizki, I. Mazets, J. Majer, and J. Schmiedmayer, “Reversible state transfer between superconducting qubits and atomic ensembles”, Physical Review A **79**, 040304 (2009).
- <sup>25</sup>D. Petrosyan, K. Mølmer, J. Fortágh, and M. Saffman, “Microwave to optical conversion with atoms on a superconducting chip”, New Journal of Physics **21**, 073033 (2019).
- <sup>26</sup>Z. Peng, S. De Graaf, J. Tsai, and O. Astafiev, “Tunable on-demand single-photon source in the microwave range”, Nature communications **7**, 12588 (2016).
- <sup>27</sup>Y. Zhou, Z. Peng, Y. Horiuchi, O. Astafiev, and J. Tsai, “Tunable microwave single-photon source based on transmon qubit with high efficiency”, Phys. Rev. Applied **13**, 034007 (2020).
- <sup>28</sup>S. Inouye, A. Chikkatur, D. Stamper-Kurn, J. Stenger, D. Pritchard, and W. Ketterle, “Superradiant rayleigh scattering from a bose-einstein condensate”, Science **285**, 571–574 (1999).
- <sup>29</sup>J. Stenger, S. Inouye, A. P. Chikkatur, D. M. Stamper-Kurn, D. E. Pritchard, and W. Ketterle, “Bragg spectroscopy of a bose-einstein condensate”, Phys. Rev. Lett. **82**, 4569–4573 (1999).
- <sup>30</sup>G. Agrawal and H. Carmichael, “Optical bistability through nonlinear dispersion and absorption”, Physical Review A **19**, 2074 (1979).
- <sup>31</sup>E. Abraham and S. Smith, “Optical bistability and related devices”, Reports on Progress in Physics **45**, 815 (1982).
- <sup>32</sup>L. A. Lugiato, “Theory of optical bistability”, in *Progress in optics*, Vol. 21 (Elsevier, 1984) Chap. II, pp. 69–216.
- <sup>33</sup>R. Reinisch and G. Vitrant, “Optical bistability”, Progress in quantum electronics **18**, 1–38 (1994).
- <sup>34</sup>A. Szöke, V. Daneu, J. Goldhar, and N. Kurnit, “Bistable optical element and its applications”, Applied Physics Letters **15**, 376–379 (1969).

- <sup>35</sup>H. Gibbs, S. McCall, T. Venkatesan, A. Gossard, A. Passner, and W. Wiegmann, “Optical bistability in semiconductors”, *Applied Physics Letters* **35**, 451–453 (1979).
- <sup>36</sup>C. Savage and H. Carmichael, “Single atom optical bistability”, *IEEE journal of quantum electronics* **24**, 1495–1498 (1988).
- <sup>37</sup>A. Dombi, A. Vukics, and P. Domokos, “Optical bistability in strong-coupling cavity QED with a few atoms”, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **46**, 224010 (2013).
- <sup>38</sup>R. Bonifacio and L. Lugiato, “Optical bistability and cooperative effects in resonance fluorescence”, *Physical Review A* **18**, 1129 (1978).
- <sup>39</sup>P. Alsing and H. Carmichael, “Spontaneous dressed-state polarization of a coupled atom and cavity mode”, *Quantum Optics: Journal of the European Optical Society Part B* **3**, 13 (1991).
- <sup>40</sup>A. Dombi, A. Vukics, and P. Domokos, “Bistability effect in the extreme strong coupling regime of the jaynes-cummings model”, *The European Physical Journal D* **69**, 1–8 (2015).
- <sup>41</sup>H. J. Carmichael, “Breakdown of photon blockade: a dissipative quantum phase transition in zero dimensions”, *Physical Review X* **5**, 031028 (2015).
- <sup>42</sup>R. Gutiérrez-Jáuregui and H. Carmichael, “Dissipative quantum phase transitions of light in a generalized jaynes-cummings-rabi model”, *Physical Review A* **98**, 023804 (2018).
- <sup>43</sup>J. M. Fink, A. Dombi, A. Vukics, A. Wallraff, and P. Domokos, “Observation of the photon-blockade breakdown phase transition”, *Physical Review X* **7**, 011012 (2017).
- <sup>44</sup>M. Fitzpatrick, N. M. Sundaesan, A. C. Li, J. Koch, and A. A. Houck, “Observation of a dissipative phase transition in a one-dimensional circuit qed lattice”, *Physical Review X* **7**, 011016 (2017).
- <sup>45</sup>R. Sett, F. Hassani, D. Phan, S. Barzanjeh, A. Vukics, and J. M. Fink, “Emergent macroscopic bistability induced by a single superconducting qubit”, *arXiv preprint arXiv:2210.14182* (2022).
- <sup>46</sup>A. Imamoglu, H. Schmidt, G. Woods, and M. Deutsch, “Strongly interacting photons in a nonlinear cavity”, *Physical Review Letters* **79**, 1467 (1997).

- <sup>47</sup>K. M. Birnbaum, A. Boca, R. Miller, A. D. Boozer, T. E. Northup, and H. J. Kimble, “Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom”, *Nature* **436**, 87–90 (2005).
- <sup>48</sup>A. Faraon, I. Fushman, D. Englund, N. Stoltz, P. Petroff, and J. Vučković, “Coherent generation of non-classical light on a chip via photon-induced tunnelling and blockade”, *Nature Physics* **4**, 859–863 (2008).
- <sup>49</sup>C. Lang, D. Bozyigit, C. Eichler, L. Steffen, J. Fink, A. Abdumalikov Jr, M. Baur, S. Filipp, M. P. Da Silva, A. Blais, et al., “Observation of resonant photon blockade at microwave frequencies using correlation function measurements”, *Physical review letters* **106**, 243601 (2011).
- <sup>50</sup>A. Kubanek, A. Ourjoumtsev, I. Schuster, M. Koch, P. W. Pinkse, K. Murr, and G. Rempe, “Two-photon gateway in one-atom cavity quantum electrodynamics”, *Physical Review Letters* **101**, 203602 (2008).
- <sup>51</sup>S. Shamailov, A. Parkins, M. Collett, and H. Carmichael, “Multi-photon blockade and dressing of the dressed states”, *Optics Communications* **283**, 766–772 (2010).
- <sup>52</sup>A. Vukics, A. Dombi, J. M. Fink, and P. Domokos, “Finite-size scaling of the photon-blockade breakdown dissipative quantum phase transition”, *Quantum* **3**, 150 (2019).
- <sup>53</sup>A. Vukics and H. Ritsch, “C++QED: an object-oriented framework for wave-function simulations of cavity QED systems”, *The European Physical Journal D* **44**, 585–599 (2007).
- <sup>54</sup>A. Vukics, “C++QEDv2: The multi-array concept and compile-time algorithms in the definition of composite quantum systems”, *Computer Physics Communications* **183**, 1381–1396 (2012).
- <sup>55</sup>R. Sandner and A. Vukics, “C++QEDv2 Milestone 10: A C++/Python application-programming framework for simulating open quantum dynamics”, *Computer Physics Communications* **185**, 2380–2382 (2014).
- <sup>56</sup>S. Reynaud, “La fluorescence de résonance: étude par la méthode de l’atome habillé”, in *Annales de physique*, Vol. 8 (EDP Sciences, 1983), pp. 315–370.
- <sup>57</sup>H. Carmichael, S. Singh, R. Vyas, and P. Rice, “Photoelectron waiting times and atomic state reduction in resonance fluorescence”, *Physical Review A* **39**, 1200 (1989).

- <sup>58</sup>L. Fleury, J.-M. Segura, G. Zumofen, B. Hecht, and U. Wild, “Nonclassical photon statistics in single-molecule fluorescence at room temperature”, *Physical review letters* **84**, 1148 (2000).
- <sup>59</sup>R. Verberk and M. Orrit, “Photon statistics in the fluorescence of single molecules and nanocrystals: correlation functions versus distributions of on- and off-times”, *The Journal of Chemical Physics* **119**, 2214–2222 (2003).