
Hybrydowa kontrola kwantowa w pojedynczych układach w ciele stałym

Autor:

Mateusz Kuniej

Promotor:

prof. dr hab. inż. Paweł Machnikowski

Promotor pomocniczy:

dr inż. Michał Gawęlczyk



Politechnika
Wrocławska

ROZPRAWA DOKTORSKA

złożona w celu uzyskania stopnia doktora
w dziedzinie nauk ścisłych i przyrodniczych, w dyscyplinie nauki fizyczne

Wrzesień 2026

*„A z ksiąg drwić nie godzi się, w końcu, by powstały,
ktoś okrutnie musiał się napracować.”*

— **Andrzej Sapkowski**

Podziękowania

Chciałbym podziękować moim promotorom, profesorowi Pawłowi Machnikowskiemu i doktorowi Michałowi Gawelczykowi, za opiekę naukową, nieocenione wsparcie merytoryczne oraz zarażenie pasją i entuzjazmem, które pozwalały mi rozwijać się naukowo. Dziękuję za długie godziny poświęconego mi czasu i cierpliwość do moich pomysłów, której trzeba było momentami wykrzesać aż nadto.

Dziękuję również dwóm osobom, które były dla mnie wsparciem na początku mojej kariery naukowej — doktor Annie Musiał za pokazanie, jak wygląda fizyka od strony eksperymentalnej i wyrozumiałość za odejście w stronę teoretyczną oraz doktor habilitowanej Katarzynie Roszak, która jako pierwsza z teoretyków musiała wykazać się cierpliwością, wdrażając mnie w formalizm kwantowych układów otwartych.

Streszczenie

W ostatnich latach pojawiły się koncepcje układów hybrydowych, w których różnego rodzaju kwantowe stopnie swobody, dzięki kontrolowanym sprzężeniom z zewnętrznymi polami, pozwalają na przechowywanie, przetwarzanie i przesyłanie informacji kwantowej, co może prowadzić do powstania urządzeń nowej generacji.

Optycznie aktywne kropki kwantowe są w czołówce układów przeznaczonych do zastosowań w technologiach kwantowych ze względu na wyjątkowo dobre właściwości optyczne, szeroki zakres skali energetycznych stanów ładunkowych i spinowych oraz już istniejące sprzężenia z zewnętrznymi polami. Kropki kwantowe są uważane za obiecujący element budulcowy w komunikacji kwantowej, metrologii oraz przetwarzaniu informacji, a dodatkowo mogą znaleźć zastosowanie jako emitery kwantowe w temperaturach kriogenicznych i pokojowych. Tym samym dostępne interfejsy ze światłem, mikrofalami, spinami jądrowymi i falami mechanicznymi sprawiają, że kropki kwantowe są doskonałymi kandydatami na elementy układów hybrydowych.

Kolejnym logicznym krokiem jest dodanie do istniejących już sprzężeń w kropkach kontrolowanego sprzężenia z falami mechanicznymi. Samo sprzężenie nośników z fononami w kropkach kwantowych nie indukuje koherentnych przejść w układzie, a jedynie moduluje energie stanów, przez co deterministyczne przygotowywanie stanów oraz kontrola stanów spinowych lub orbitalnych nośników za pomocą samych fal akustycznych są niemożliwe. W niniejszej pracy wykazano, że wykorzystanie protokołów opartych na kontrolowanym, jednoczesnym oddziaływaniu zarówno fal akustycznych, jak i elektromagnetycznych ze stanami nośników w kropkach kwantowych pozwala uzyskać deterministyczną i koherentną kontrolę.

Proponowane protokoły wypełniają luki w opisie teoretycznym dotyczącym kontrolowania stanów ładunkowych i spinowych, co może pomóc w rozwijaniu badań dotyczących akustooptyki nośników w kropkach kwantowych. Rozszerzenie tych protokołów w przyszłości do postaci czysto kwantowych może umożliwić przenoszenie informacji kwantowej z nośnika w kropce na skwantowany mod akustyczny. Będzie to także krokiem w stronę przesyłania informacji za pomocą dźwięku pomiędzy kropkami kwantowymi a innymi układami w ciele stałym, chociażby pomiędzy kropką kwantową a kubitem nadprzewodzącym lub centrami azot-luka, które nie są kompatybilne ze światłem widzialnym jako nośnikiem informacji.

Abstract

In recent years, hybrid systems have emerged in which various quantum degrees of freedom, enabled by controlled couplings to external fields, allow the storage, processing, and transmission of quantum information, potentially enabling next-generation devices.

Optically active quantum dots are at the forefront of quantum technology applications because of their exceptional optical properties, a broad range of energy scales for charge and spin states, and existing couplings to external fields. Quantum dots are a promising building block for quantum communication, metrology, and information processing, and can also serve as quantum emitters at both cryogenic and room temperatures. Thus, the available interfaces with light, microwaves, nuclear spins, and mechanical waves make quantum dots excellent candidates for components of hybrid systems.

The next logical step is to add controlled coupling with mechanical waves to the existing couplings in quantum dots. Carrier-phonon coupling alone in quantum dots does not induce coherent transitions, but instead it merely modulates state energies, making deterministic state preparation and control of carrier spin or orbital states using acoustic waves alone impossible. This work demonstrates that protocols based on controlled, simultaneous interaction of acoustic and electromagnetic waves with carrier states in quantum dots enable deterministic, coherent control.

The proposed protocols bridge gaps in the theoretical framework regarding charge and spin state control, which may help advance research in carrier acousto-optics in quantum dots. Extending these protocols to fully quantum regimes in the future could enable transferring quantum information from a carrier in a dot to a quantized acoustic mode. This will also represent a step toward transferring information via sound between quantum dots and other solid-state systems, such as between a quantum dot and a superconducting qubit or nitrogen-vacancy centers, which are incompatible with visible light as an information carrier.

Spis treści

Streszczenie	i
Abstract	iii
Zakres rozprawy	vii
Informacje wstępne	ix
Cel pracy	ix
Zawartość i struktura pracy	x
1 Wprowadzenie	1
1.1 Półprzewodnikowe kropki kwantowe	1
1.2 Stany ładunkowe i spinowe w kropkach kwantowych	3
1.3 Struktura pasmowa półprzewodników i optyczne reguły wyboru przejść międzypasmowych	4
1.4 Powierzchniowe fale akustyczne	7
1.4.1 Przetworniki międzypalczaste	7
1.4.2 Zastosowania	8
2 Wybrane elementy modelu teoretycznego	11
2.1 Oddziaływanie nośników z fononami	11
2.1.1 Sprzężenie z klasyczną falą akustyczną	12
2.2 Ewolucja kwantowego układu otwartego	13
2.2.1 Rachunek perturbacyjny bez przybliżenia Markova	16
2.3 Optyczna kontrola typu „swing-up”	18
3 Akustooptyczna kontrola stanów ładunkowych	23
3.1 Kontrola stanu ładunkowego przy użyciu akustooptycznego protokołu typu „swing-up”	23

3.2	Kontrola emitera kwantowego przy pomocy wyższych harmoniczných pola akustycznego	24
4	Akustooptyczna kontrola kubitów spinowych	27
4.1	Hybrydowa kontrola kubitów spinowych	27
4.2	Parametryczna kontrola stanów spinowych elektronu w kropce kwantowej	29
	Podsumowanie	31
	Dorobek naukowy i aktywność badawcza	35
	Finansowanie	39
	Spis wykorzystanej literatury	41
	Prace tworzące cykl	55

Zakres rozprawy

Niniejszy spójny tematycznie cykl czterech artykułów wraz ze wstępem teoretycznym stanowi rozprawę doktorską pt. „*Hybrydowa kontrola kwantowa w pojedynczych układach w ciele stałym*”.

- [P1] M. Kuniej, P. Machnikowski, M. Gawęłczyk, Hybrid acousto-optical swing-up state control in a quantum dot, *npj Quantum Inf.* **11**, 161 (2025).
- [P2] M. Kuniej, P. Machnikowski, M. Gawęłczyk, Hybrid Acousto-Optical Spin Control in Quantum Dots, *Phys. Rev. Lett.* **136**, 046904 (2026).
- [P3] M. Kuniej, P. Machnikowski, M. Gawęłczyk, Higher-harmonic acoustic control of laser-dressed quantum-dot states at sub-Rabi frequencies, *arXiv:2603.09849* (2026).
Praca wysłana do *Phys. Rev. B*.
- [P4] M. Kuniej, M. Gawęłczyk, Fast universal parametric spin control in an acoustically modulated quantum dot, *arXiv:2609.05634* (2026).

Mój wkład w przygotowane artykuły

W publikacji [P1] mój wkład polegał na sformułowaniu części metodologii badań, wykonaniu większości obliczeń analitycznych i numerycznych oraz implementacji kodu. Napisałem również pierwszą wersję manuskryptu oraz brałem czynny udział w dyskusjach nad wynikami. Oddział Wrocławski Polskiego Towarzystwa Fizycznego przyznał mi za tę pracę w 2026 roku Nagrodę dla Młodego Badacza w kategorii „najlepsza praca z dziedziny fizyki opublikowana w 2025 roku”.

W trakcie prac nad publikacją [P2] byłem odpowiedzialny za sformułowanie części metodologii badań oraz przeprowadziłem większość obliczeń analitycznych, dzięki którym w kolejnym kroku zoptymalizowałem protokół pierwszego rzędu i ustaliłem ogólną możliwość występowania procesów wyższych rzędów. Zaimplementowałem również kod

obliczający ścisłą ewolucję układu i byłem odpowiedzialny za wszystkie obliczenia numeryczne związane z jego ewolucją. Do mojego wkładu zaliczają się również napisanie pierwszej wersji manuskryptu oraz udział w interpretacji wyników i dyskusjach nad nimi.

W pracy [P3] częściowo odpowiadałem za sformułowanie pomysłu badań, wkład w metodologię badawczą oraz, wraz z promotorem pomocniczym, sformułowałem model badanego zagadnienia. Byłem również odpowiedzialny za implementację kodu oraz wykonanie większości obliczeń analitycznych i wszystkich obliczeń numerycznych. Napisałem pierwszą wersję dostępnego manuskryptu i brałem czynny udział w interpretacji uzyskanych wyników.

W przypadku pracy [P4] koncepcja badań została sformułowana przeze mnie przy wsparciu merytorycznym promotora pomocniczego. Jestem również autorem modelu perturbacyjnego, przy pomocy którego opisano badane zjawisko. Do moich zadań należały implementacja kodu oraz wykonywanie obliczeń numerycznych, a także napisanie pierwszej wersji manuskryptu oraz czynny udział w rozmowach o wynikach.

Informacje wstępne

Cel pracy

Celem pracy było teoretyczne zbadanie możliwości akustycznej lub hybrydowej, tj. realizowanej za pomocą pól akustycznych i elektromagnetycznych, kontroli stanów kwantowych w wybranych układach ciała stałego oraz przedstawienie opisu teoretycznego tych protokołów. Badanymi układami były optycznie aktywne kropki kwantowe, dla których proponowano nowe metody realizacji pełnej kontroli nad stanami ładunkowymi i spinowymi uwięzionych w nich nośników. Przedstawiono ich opis teoretyczny oraz przewidywania dotyczące wyników ich realizacji eksperymentalnej. Wszystko to zostało wsparte analizą wpływu środowiska na proponowane protokoły, w której uwzględniono skończony czas życia stanów wzbudzonych, oddziaływanie z kąpielą fononową oraz fluktuacje szumu kąpeli spinów jądrowych.

Najważniejszymi oryginalnymi elementami niniejszej rozprawy były zweryfikowanie następujących hipotez badawczych i odpowiedź na jedno pytanie badawcze:

1. Możliwe jest użycie akustooptycznego odpowiednika metody „swing-up” do kontroli stanów ładunkowych w kropce,
2. Wykorzystanie impulsów akustycznych i ciągłego pobudzania optycznego pozwoli opracować protokół do kontroli kubitu spinowego w kropce kwantowej,
3. Wykorzystanie sprzężeń stanów spinowych nośników z polem odkształceń pozwoli kontrolować kubit spinowy oparty na stanach spinowych elektronu w kropce kwantowej za pomocą impulsów optycznych,
4. Jaki jest wpływ procesów dekoherencji na badane protokoły kontroli stanu kwantowego?

Poprzez zaproponowanie, opis teoretyczny oraz ocenę jakości i granic stosowalności nowych metod kontroli zarówno stanu ładunkowego, jak i spinu, możliwe stało się

przedstawienie koncepcji kompletnego schematu akustooptycznej kontroli stanu w kropce kwantowej.

Zawartość i struktura pracy

Niniejsza rozprawa doktorska podzielona została na dwie główne części. Część pierwsza, zatytułowana *Wstęp – wprowadzenie i omówienie wyników*, składa się z czterech głównych rozdziałów, spisu mojego dorobku naukowego i aktywności badawczej, listy podmiotów finansujących badania oraz wykorzystanej literatury. Całość została poprzedzona streszczeniem w języku polskim i angielskim, a także sekcją *Zakres rozprawy*, w której znajduje się lista publikacji wchodzących w skład rozprawy oraz opisany jest mój wkład w ich powstanie. Następnie podano cel badań nad akustooptyczną kontrolą stanów kwantowych, postawiono odpowiednie hipotezy, które zostały zweryfikowane w trakcie kształcenia w Szkole Doktorskiej Politechniki Wrocławskiej.

W rozdziale zatytułowanym *Wprowadzenie* opisano wybrane zagadnienia dotyczące półprzewodnikowych kropek kwantowych, takie jak struktura energetyczna, metody wytwarzania oraz podstawowe właściwości. W dalszej części *Wprowadzenia* przedstawiono podstawowe informacje o stanach ładunkowych i spinowych nośników w kropkach kwantowych, a także wymieniono podstawowe metody ich kontroli. Poruszono również zagadnienia związane z optycznymi regułami wyboru. Rozdział kończy się przedstawieniem podstawowych informacji o falach akustycznych, metodach ich wytwarzania oraz ich zastosowaniach.

W rozdziale *Wybrane elementy modelu teoretycznego* autor pracy zakłada, że czytelnik zna podstawy analizy matematycznej, algebry liniowej, rachunku prawdopodobieństwa oraz mechaniki kwantowej. W tym rozdziale przedstawiono Czytelnikowi te zagadnienia, które nie są standardowe ani nie zostały dostatecznie rozbudowane w artykułach stanowiących tę rozprawę. Dotyczy to między innymi mechanizmu oddziaływania nośników z fononami, w tym sprzężenia z klasyczną falą akustyczną. W dalszej kolejności analizowana jest ewolucja otwartego układu kwantowego, w szczególności wyprowadzono równanie fundamentalne w postaci Lindblada oraz przybliżono Czytelnikowi formalizm pozwalający na analizę wpływu procesów niemarkowskich obecnych w ewolucji układu. Całość kończy się rachunkiem pokazującym, w jaki sposób możliwe jest kontrolowanie stanów ekscytonowych w kropce kwantowej przy pomocy oryginalnego, czysto optycznego protokołu typu „swing-up”, do którego część rozprawy nawiązuje.

W rozdziałach 3 i 4, czyli *Akustooptyczna kontrola stanów ładunkowych* oraz *Akusto-*

optyczna kontrola kubitów spinowych, omówiono wyniki uzyskane podczas kształcenia w Szkole Doktorskiej Politechniki Wrocławskiej. Każdy podrozdział dotyczy odpowiedniego artykułu lub preprintu.

W sekcji rozprawy zatytułowanej *Podsumowanie* streszczono najważniejsze wyniki oraz podjęto próbę sformułowania bardziej ogólnych wniosków.

Druga część, czyli *Publikacje wchodzące w skład rozprawy* składa się z jednego rozdziału pt. *Prace tworzące cykl*. Znajdują się tam wszystkie publikacje, preprinty i materiały uzupełniające omawiane w rozdziałach 3 i 4, poprzedzone krótkim wstępem.

Wstęp – wprowadzenie i omówienie wyników

Rozdział 1

Wprowadzenie

1.1 Półprzewodnikowe kropki kwantowe

Półprzewodnikowe kropki kwantowe od lat stanowią obiekt intensywnych badań w kontekście technologii kwantowych [1]. Układy te funkcjonują jak trójwymiarowe studnie potencjału i mogą pułapkować nośniki wtedy, gdy szerokość kropki w każdym kierunku jest porównywalna z długością fali de Broglie’a lub nieco większa od niej. Ruch nośników zostaje wtedy zamrożony, a pęd przestaje być dobrą liczbą kwantową w związku ze złamaną symetrią translacyjną w układzie. Kropki kwantowe nazywane są często „sztucznymi atomami”, ponieważ podobnie jak w pojedynczym atomie możliwe do obsadzenia stają się tylko dyskretne poziomy energetyczne [2]. Sama gęstość stanów jednocząstkowych w pojedynczej kropce kwantowej jest opisana przez sumę delt Diraca [3]

$$\rho(E) \propto \sum_i \delta(E - E_i). \quad (1.1)$$

Taka postać gęstości stanów odzwierciedla pełne, trójwymiarowe uwięzienie kwantowe i nadaje kropce charakter układu zerowymiarowego (tzn. takiego, w którym ruch nośników jest ograniczony we wszystkich kierunkach przestrzennych). Oznacza to brak ciągłego pasma energii, co po uwzględnieniu dopuszczalnych przejść optycznych objawia się w eksperymencie jako zestaw dyskretnych linii emisyjnych i absorpcyjnych.

Jednymi z najpopularniejszych rodzajów kropek są tak zwane kropki samorosnące, do wytwarzania których stosuje się różnego rodzaju metody epitaksji [4, 5], a struktury o najlepszych właściwościach uzyskuje się, stosując epitaksję z wiązek molekularnych (ang. MBE, Molecular Beam Epitaxy) [4, 6]. Mechanizm ten opiera się na wzroście pseudomorficznym Stranskiego-Krastanova. Kolejne warstwy materiału nanosi się jedna

na drugą, aż do momentu relaksacji struktury pod wpływem naprężeń, które to pojawiają się, ponieważ cały proces zachodzi w układach heterostrukтурalnych, w których materiały różnią się stałymi sieci. Po przekroczeniu pewnej grubości warstwy układ relaksuje, co w konsekwencji prowadzi do powstania kropek kwantowych w strukturze. Wadą tej metody jest brak możliwości deterministycznego ustalenia rozłożenia przestrzennego kropek, ale można kontrolować średnią gęstość powierzchniową lub średni rozmiar poprzez zmianę temperatury wzrostu lub strumienia wiązki atomowej [7].

Inna z popularnych metod otrzymywania kropek kwantowych polega na lokalnym modyfikowaniu potencjału elektrostatycznego. Na powierzchni struktury wytwarzane są bramki elektrostatyczne, dzięki którym można kontrolować dwuwymiarowy gaz elektronowy na granicy dwóch materiałów [8, 9]. Tak powstałe struktury nazywa się kropkami kwantowymi definiowanymi przez potencjał elektrostatyczny, które to, mimo większej kontroli nad ich tworzeniem niż w przypadku kropek samorosnących, nie nadają się do zastosowań w telekomunikacji lub dystrybucji klucza kwantowego, ponieważ potencjał, dzięki któremu powstały, powoduje, że mogą pułapkować jedynie jeden typ nośników ładunku i nie są z tego powodu aktywne optycznie [8, 9].

Do nowatorskich metod wytwarzania kropek kwantowych zalicza się bez wątpienia epitaksję z lokalnym trawieniem kropkowym. Szczególnym zainteresowaniem cieszą się tutaj kropki z arsenku galu formowane w matrycy z półprzewodnikowego stopu AlGaAs [10]. Na warstwę podłoża deponuje się nanokropki glinu, które w podwyższonej temperaturze powodują powstanie symetrycznych otworów o głębokości kilkunastu nanometrów. Następnie te doliny wypełnia się odpowiednią ilością GaAs, co prowadzi do powstania kropki kwantowej, która w kolejnym kroku jest przykrywana warstwą barierową AlGaAs. Takie kropki charakteryzują się unikatowymi właściwościami ze względu na prawie całkowity brak odkształceń [10–12] (w związku z prawie idealnie dopasowanymi stałymi sieciowymi GaAs i AlGaAs). Wysoka symetria powstałej kropki oraz brak odkształceń minimalizują oddziaływanie wymienne elektron-dziura, co w konsekwencji redukuje rozszczepienie struktury subtelnej ekscytanu do wartości bliskich zeru. Dodatkowo precyzyjna kontrola GaAs (z dokładnością do pojedynczych warstw atomowych) podczas jego wzrostu umożliwia inżynierię g -czynnika elektronu w pewnym zakresie [11, 12], a wysoka czystość strukturalna oraz brak fluktuacji składu chemicznego umożliwiają precyzyjną kontrolę oddziaływania nadsubtelnego między spinem elektronu a spinami jądrowymi otaczających go atomów. Może to otworzyć drogę do kontrolowanego transferu informacji kwantowej między nimi, w którym spiny jądrowe będą pełnić rolę pamięci kwantowej [13].

1.2 Stany ładunkowe i spinowe w kropkach kwantowych

Jak wspomniano we wcześniejszym podrozdziale, istnienie trójwymiarowego potencjału przestrzennego prowadzi do całkowitej dyskretyzacji widma energetycznego uwięzionych w nim nośników. Stany spinowe takich nośników mogą służyć do realizacji bitu kwantowego (kubitu), a stany ładunkowe mogą otworzyć drogę do bezpiecznej komunikacji kwantowej.

Pierwszymi z omawianych tutaj stanów nośników w kropkach kwantowych będą stany ładunkowe, w których kluczowym aspektem jest deterministyczne przygotowywanie stanów ekscytonowych (oddziałująca elektrostatycznie para elektron–dziura) i biekscytonowych (dwa ekscytony) [14–22]. Właściwości tych stanów umożliwiają realizację protokołów kwantowej kryptografii oraz dystrybucji klucza kwantowego [23–26]. Przykładowo, w przypadku protokołu E91 kluczowa jest możliwość wykorzystania par splątanych fotonów [24], a takie pary można uzyskać dzięki deterministycznemu przygotowaniu stanu biekscytonowego [16, 17] oraz kaskadzie radiacyjnej biekscyton–ekscyton–pusta kropka, w której emitowane fotony są splątane polaryzacyjnie [27–29]. Natomiast do realizacji protokołu BB84 niezbędne jest źródło pojedynczych fotonów [23, 30–32], a takim źródłem może być kropka kwantowa, w której wytworzono ekscyton.

W najprostszym ujęciu możemy traktować kropkę kwantową jako układ dwupoziomowy, ze stanem podstawowym kropki (pusta kropka) $|0\rangle = |g\rangle$ oraz pierwszym stanem wzbudzonym (ekscytonem) $|1\rangle = |x\rangle$. Jedną z bardziej popularnych metod kontroli tego typu stanów są pikosekundowe impulsy optyczne rezonansowe z przejściem ekscytonowym [14, 15], które generuje się za pomocą laserów. Kontrola parametrów impulsu, takich jak energia, szerokość oraz polaryzacja, pozwala selektywnie wzbudzać wybrane przejścia oraz przygotowywać pożądaną stan w kropce kwantowej.

Drugim typem omawianych tutaj stanów będą stany oparte na spinowym stopniu swobody elektronu (tzw. kubity spinowe) [12, 33–37]. Sam spin jest szeroko pożądanym w realizacji kubitów ze względu na jego dokładną dwupoziomowość w przeciwieństwie do wielu innych proponowanych układów, które są dwupoziomowe zaledwie w przybliżeniu. W kontekście rozwoju technologii kwantowych szczególne znaczenie odgrywa możliwość efektywnego sprzężenia spin–foton [38], co obecnie stanowi jeden z kluczowych kierunków badań, ponieważ umożliwia transfer informacji kwantowej między spinami a światłem. Najprostszym sposobem uzyskania koherentnego obrotu spinu jest użycie rezonansowego impulsu mikrofalowego o energii równej energii rozszczepienia stanów

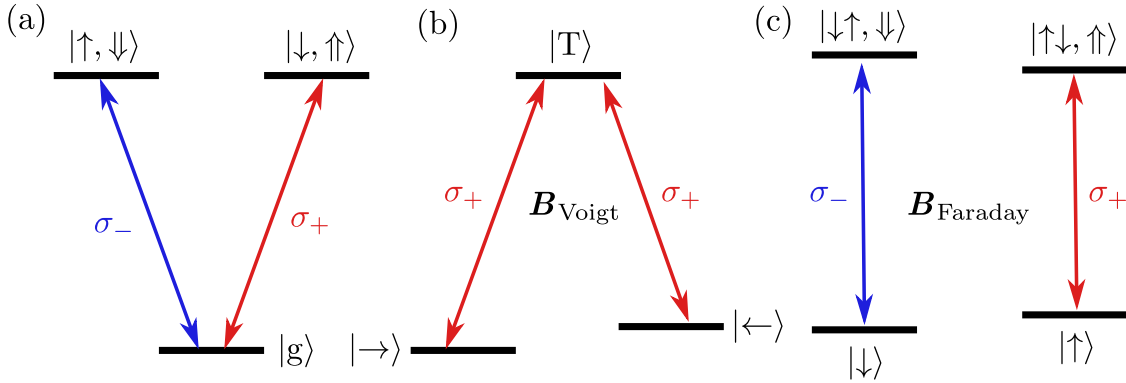
spinowych w zewnętrznym polu magnetycznym. Oprócz tej metody w kropkach kwantowych z przyłożonym poprzecznym polem magnetycznym możliwa jest kontrola optyczna przy użyciu dwóch pikosekundowych impulsów laserowych [39]. Jednym z dominujących źródeł dekoherencji spinu jest oddziaływanie ze spinami jądrowymi atomów w kropce kwantowej. Wytwarzają one efektywne pole magnetyczne (pole Overhausera), które, choć jest zamrożone w skali pojedynczego pomiaru, przyjmuje losowe wartości podczas kolejnych prób odtworzenia eksperymentu. Fluktuacje tego pola bezpośrednio zmieniają rozszczepienie spinu, co po uśrednieniu prowadzi do szybkiej utraty koherencji i ogranicza niejednorodny czas defazowania spinu T_2^* do zaledwie kilku nanosekund [35, 36].

W tej pracy uwaga zostanie skupiona na rozszerzeniu dotychczasowych metod kontroli spinu o klasyczne fale akustyczne, z którymi spin elektronu w kropkach kwantowych prawie nie oddziałuje bezpośrednio [40, 41]. W zależności od sytuacji może to być pożądane, gdyż brak tego sprzężenia skutecznie izoluje spin od otaczających go fononów, chroniąc stan kwantowy przed dekoherencją i prowadząc do czasów koherencji rzędu setek nanosekund [36]. Niemniej jednak, efektywnie wyindukowanie takiego oddziaływania może w przyszłości umożliwić nie tylko akustyczny transfer informacji pomiędzy kropkami kwantowymi a innymi pojedynczymi układami w ciele stałym, do których zaliczać się mogą np. kubity nadprzewodzące [42–44], ale także generowanie kontrolowanego splątania spinu ze skwantowanym modem akustycznym.

1.3 Struktura pasmowa półprzewodników i optyczne reguły wyboru przejść międzypasmowych

Większość istniejących materiałów półprzewodnikowych jest poprawnie opisywana przy pomocy tzw. pasmowej teorii ciał stałych. Ciało stałe składa się z liczby atomów rzędu liczby Avogadra ($\approx 6,02 \cdot 10^{23}$), a każdy taki atom ma określoną strukturę elektronową, reprezentowaną przez odpowiednie orbitale. Gdy zbliża się atomy do siebie, tworząc sieć krystaliczną, te orbitale również zaczynają na siebie nachodzić, co w konsekwencji prowadzi do powstania pasm i, w przypadku półprzewodników, przerwy energetycznej, która jest bezpośrednio związana z periodycznym potencjałem wynikającym z ułożenia atomów tworzących kryształ [45]. Jednak w odróżnieniu od izolatorów przerwa energetyczna półprzewodnika jest na tyle mała (np. dla GaAs w temperaturze pokojowej wynosi 1,42 eV lub 873 nm), że można przenosić elektrony pomiędzy pasmami za pomocą zewnętrznych czynników, takich jak pole optyczne [46].

Pasmo leżące powyżej przerwy energetycznej, które w temperaturze $T = 0$ K jest



Rysunek 1.1: Schemat przedstawiający dozwolone przejścia optyczne w kropce kwantowej dla światła spolaryzowanego kołowo prawo- lub lewoskrętnie (odpowiednio σ_+ lub σ_-). (a) W początkowo pustej kropce kwantowej można przygotować ekscyton o zadanej konfiguracji spinowej przy użyciu odpowiednio spolaryzowanego światła. (b) Kropka kwantowa z elektronem w polu magnetycznym w konfiguracji Voigta. W takim polu magnetycznym nowymi stanami własnymi operatora spinu są stany $|\rightarrow\rangle = (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$ oraz $|\leftarrow\rangle = (|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$. Światło spolaryzowane kołowo sprzęga oba do wspólnego stanu $|T\rangle$. (c) Kropka kwantowa z elektronem w polu magnetycznym w konfiguracji Faradaya. Światło o polaryzacji kołowej nie sprzęga obu stanów spinowych do pojedynczego trionu.

całkowicie puste w czystym (niedomieszkowanym) materiale, nazywa się pasmem przewodnictwa (podwójnie zdegenerowanym ze względu na spin o rzucie $s_z = \pm 1/2$) [45]. Jego struktura wynika z konstruktywnego nakładania się orbitali typu s (choć w innych materiałach mogą to być orbitale innego typu, dla GaAs lub AlGaAs są to orbitale typu s) pochodzących z atomów w tym konkretnym materiale w sieci krystalicznej, co prowadzi do rozszczepienia pojedynczych poziomów w gęste, praktycznie ciągłe pasmo stanów energetycznych. Gdy elektron zostanie wzbudzony do pasma przewodnictwa, zyskuje możliwość swobodnego ruchu po sieci krystalicznej, co umożliwia mu przewodzenie prądu elektrycznego. W celu pełnego opisu struktury pasmowej istotne jest także uwzględnienie pasm znajdujących się poniżej przerwy energetycznej [47]. Pasma te powstają w wyniku nakładania się orbitali typu p , które w połączeniu ze spinowym stopniem swobody tworzą łącznie sześć stanów. Relatywistyczne oddziaływanie spinu z orbitalnym momentem pędu obniża energię dwóch z nich, tworząc pasmo dziur odszczepionych (o całkowitym momencie pędu $J = 1/2$). Pozostałe cztery stany (podprzestrzeń $J = 3/2$) dzieli się, w zależności od ich masy efektywnej (różnej ze względu na różne rzuty momentu pędu na oś kwantyzacji j_z), na pasmo dziur ciężkich ($j_z = \pm 3/2$) oraz pasmo dziur lekkich ($j_z = \pm 1/2$).

W kwantowej teorii oddziaływania światła z materią optyczne reguły wyboru wyni-

kają bezpośrednio z symetrii elementu macierzowego przejścia w przybliżeniu dipolowym. Oprócz dostrojenia energii np. lasera, która musi odpowiadać różnicy energii pomiędzy poziomami, ważną rolę pełni również polaryzacja światła, aby spełniona była zasada zachowania momentu pędu [48]. Przykładowo, foton spolaryzowany kołowo σ_+ niesie moment pędu o rzucie $+\hbar$ na kierunek rozchodzenia się, co pozwala na przeniesienie elektronu z pasma walencyjnego (v) do pasma przewodnictwa (c). Początkowo elektron w paśmie walencyjnym ma moment pędu $|v; j_z = -3/2\rangle$, natomiast w stanie końcowym, który należy do pasma typu s , ma moment pędu $|c; s_z = -1/2\rangle$. Amplituda tego przejścia zależy od elementu macierzowego $\langle c | \mathbf{A} \cdot \mathbf{p} | v \rangle$, gdzie $\mathbf{A}$ to potencjał wektorowy pola elektromagnetycznego, a $\mathbf{p}$ to operator pędu elektronu. Warunek niezerowania się tego elementu wymusza spełnienie reguł wyboru $\Delta j_z = +1$, co dokładnie odpowiada polaryzacji pochłoniętego fotonu.

O efekcie tym możemy również myśleć w obrazie wielocząstkowym, gdy pochłonięty foton generuje parę nośników, które oddziałują ze sobą [48]. Schematycznie możemy zapisać, że $|g\rangle + \sigma_+ \rightarrow |x_+\rangle$, gdzie $|g\rangle$ to stan podstawowy kryształu, odpowiadający pustej kropce kwantowej, a $|x_+\rangle$ to pewien stan dwucząstkowy, nazywany ekscytonem, składający się z oddziałującej pary elektron–dziura o konfiguracji spinowej $|x_+\rangle = |\downarrow, \uparrow\rangle$. Sytuacja ta została przedstawiona na rysunku 1.1(a). O samej dziurze myślimy jak o kwazicząstce, która powstała na skutek przeniesienia elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, ponieważ wygodniej jest zastąpić brak elektronu o rzucie momentu pędu $j_z = -3/2$ cząstką o dodatnim ładunku i rzucie przeciwnym $j_{z,h} = +3/2$. Dla polaryzacji kołowej lewoskrętnej σ_- moment pędu niesiony przez foton ma wartość $-\hbar$, co generuje przejście w półprzewodniku, gdy $s_z - j_z = -1$. Taka sytuacja odpowiada kreacji ekscytonu o przeciwnej konfiguracji spinowej $|x_-\rangle = |\uparrow, \downarrow\rangle$. W przypadku kropki, w której znajduje się już pojedynczy elektron, absorpcja fotonu prowadzi do utworzenia ujemnie naładowanego ekscytonu (trionu ujemnego $|T\rangle$), w którym dwa elektrony tworzą singlet spinowy.¹ W polu magnetycznym prostopadłym względem osi optycznej pokrywającej się z osią wzrotu próbki (geometria Voigta) powstałe rozszczepienie Zeemana zmienia oś kwantyzacji spinu i miesza stany $|\uparrow\rangle$ oraz $|\downarrow\rangle$. W rezultacie dotychczasowe reguły wyboru dla polaryzacji kołowej ulegają zmianie. W nowej bazie stanów własnych przejścia optyczne stają się dozwolone dla światła o polaryzacji kołowej σ_+ , a stan $|T\rangle$ jest sprzężony optycznie z oboma stanami spinowymi, co zostało pokazane na rysunku 1.1(b). Dla porównania, w geometrii Faradaya (pole magnetyczne równoległe do padającej wiązki

¹Analogicznie może zostać wytworzony również trion dodatni, jeśli początkowo w kropce znajdowała się dziura.

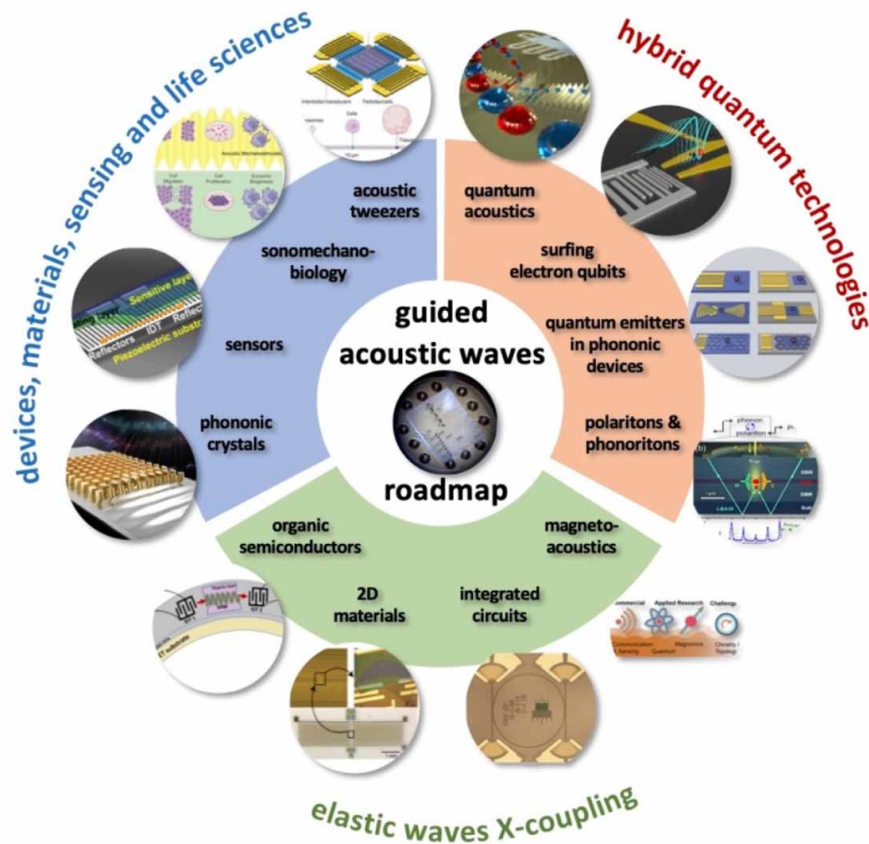
i osi wzrostu kropki) oś kwantyzacji się nie zmienia, a spolaryzowane kołowo światło nie sprzęga obu stanów spinowych do wspólnego stanu trionu [rysunek 1.1(c)].

1.4 Powierzchniowe fale akustyczne

Rozważania w niniejszej pracy ograniczono wyłącznie do zaburzeń mechanicznych (fal sprężystych) propagujących się wzdłuż powierzchni ciała stałego, w szczególności w strukturach ze stopów półprzewodnikowych z grup III–V, takich jak GaAs czy AlGaAs. Do fal tego typu należą m.in. powierzchniowe fale Rayleigha (ang. SAWs, surface acoustic waves) oraz fale Lamba [49, 50]. Amplituda tych drgań maleje wykładniczo wraz ze zwiększaniem odległości od powierzchni materiału, co oznacza, że prawie cała energia zaburzenia mechanicznego rozchodzi się w niewielkiej odległości od niej. Propagacja fali powoduje modulację potencjału nośników zarówno poprzez potencjał deformacyjny, jak i indukowany piezoelektrycznie potencjał elektryczny (ze względu na niecentrosymetryczną komórkę elementarną).

1.4.1 Przetworniki międzypalczaste

Do wytwarzania fal powierzchniowych o częstotliwościach w zakresie od pojedynczych megaherców do kilkudziesięciu gigaherców najczęściej wykorzystuje się przetworniki międzypalczaste (ang. IDT, interdigital transducers) [51–55]. Składają się z wielu elektrod, ustawionych periodycznie na podłożu piezoelektrycznym, które mogą przypominać palce lub grzebień [51–53]. Przyłożenie napięcia zmiennego o określonej częstotliwości f_0 do elektrod IDT powoduje okresową zmianę ładunku elektrycznego na powierzchni ośrodka, co w przypadku materiałów piezoelektrycznych prowadzi do powstawania lokalnych deformacji mechanicznych poprzez odwrotny efekt piezoelektryczny. Aby uzyskać wydajną generację fali, geometrię grzebienia dobiera się tak, aby odpowiadała ona częstotliwości przyłożonego napięcia oraz prędkości fali v w danym podłożu ($\lambda = v/f_0$). W najprostszej geometrii IDT wytwarzana jest fala akustyczna o częstotliwości f_0 , jednak modyfikacje układu elektrod pozwalają wytwarzać wyższe harmoniczne, podczas gdy wprowadzenie zmiennego okresu przestrzennego λ wzdłuż grzebienia umożliwia wzbudzanie fal w szerokim paśmie częstotliwości [52–54].



Rysunek 1.2: Obszary badań i zastosowań fal akustycznych. Z punktu widzenia niniejszej rozprawy najciekawsze zastosowania mieszczą się w sekcji „hybrid quantum technologies”. Przedrukowano z: Hubert J. Krenner, et al., *The 2026 guided acoustic waves roadmap*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **59**, 093001 (2026); DOI: 10.1088/1361-6463/ae258d [56]. Grafika udostępniona na licencji CC BY 4.0.

1.4.2 Zastosowania

Niewątpliwie najważniejszą cechą odkształceń mechanicznych z punktu widzenia tej pracy jest ich możliwość sprzężenia z prawie każdym układem w ciele stałym [56]. To uniwersalne sprzężenie sprawia, że nadają się doskonale do projektowania i budowy hybrydowych układów kwantowych [56–59] oraz do kwantowej konwersji sygnałów [60]. Ich możliwości wykraczają poza fundamentalną fizykę, a część zastosowań niewymienionych tutaj została pokazana na rysunku 1.2.

Fale akustyczne znalazły już zastosowanie w przetwarzaniu sygnałów radiowych, akustofluidyce, naukach o życiu oraz czujnikach biologicznych i chemicznych [56]. W technologiach kwantowych zostały wykorzystane do kontroli kubitów spinowych w centrach barwnych [61, 62], transportu elektronów pomiędzy kropkami kwantowymi definiowa-

nymi elektrostatycznie [63], sprzęgania kubitów nadprzewodzących z wnękami [64, 65] oraz koherentnej kontroli w materiałach van der Waalsa [66, 67]. Mimo że sprzężenie fal akustycznych z nośnikami w kropkach jest diagonalne, badano efekty takie jak optomechaniczne mieszanie fal czy ich wpływ na dynamikę widma fluorescencji rezonansowej [54, 68]. Pokazano również, że możliwa jest koherentna kontrola stanów ładunkowych [69], zaproponowano metody akustycznej kontroli kubitów spinowych opartych na stanach singletowych i trypletowych pary elektronów w podwójnych kropkach kwantowych [58, 70] oraz zbadano silne, podwójne ubieranie się ekscytonu w oddziaływanie ze światłem i dźwiękiem [71].

Naturalnie krótkie długości fal akustycznych w porównaniu z falami elektromagnetycznymi o tych samych częstotliwościach otwierają drogę do miniaturyzacji przyszłych urządzeń kwantowych [56], w szczególności wieloelementowych, hybrydowych układów kwantowych sprzężonych za pomocą uniwersalnej akustycznej szyny kwantowej [58, 72], która może łączyć różne stopnie swobody, umożliwiając transfer, przetwarzanie, przechowywanie i przesyłanie informacji kwantowej [73–75]. Opracowanie nowych protokołów kontroli stanów nośników w kropkach kwantowych za pomocą fal akustycznych stanowi zatem ważny krok na drodze do realizacji takich układów.

Rozdział 2

Wybrane elementy modelu teoretycznego

2.1 Oddziaływanie nośników z fononami

Często używanym modelem, który z sukcesami opisuje oddziaływanie skwantowanych drgań sieci krystalicznej z nośnikami w kropce kwantowej, jest model niezależnych bozonów (ang. independent boson model) [76], którego hamiltonian jest równy

$$H = \sum_i \hbar\omega_i |i\rangle\langle i| + \sum_{\mathbf{k},\lambda} \hbar\omega_{\mathbf{k},\lambda} b_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger b_{\mathbf{k},\lambda} + \sum_i |i\rangle\langle i| \otimes \sum_{\mathbf{k},\lambda} \hbar g_{\mathbf{k},\lambda}^{(i)} (b_{\mathbf{k},\lambda} + b_{-\mathbf{k},\lambda}^\dagger), \quad (2.1)$$

gdzie pierwszy człon hamiltonianu przedstawia energię $\hbar\omega_i$ wielopoziomowego układu kwantowego w stanie $|i\rangle$ (na przykład dla kropki kwantowej opisywanej jako układ dwupoziomowy byłyby to stan podstawowy $|g\rangle$ i ekscytonowy $|x\rangle$). Drugi z nich opisuje energię kinetyczną $\hbar\omega_{\mathbf{k},\lambda}$ fononów o wektorze falowym $\mathbf{k}$ i o polaryzacji λ , a trzeci to oddziaływanie, które prowadzi do czystej dekoherencji fazowej. Operatory $b_{\mathbf{k},\lambda}$ oraz $b_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger$ to odpowiednio operatory anihilacji i kreacji fononu o zadanym wektorze falowym i polaryzacji. Wielkość $g_{\mathbf{k},\lambda}^{(i)}$ to stała sprzężenia nośnik-fonon. Rozróżniamy dwa sposoby, w jakie fonony mogą oddziaływać na nośniki. Pierwszy z nich wynika z niecentrosymetrycznej komórki elementarnej dielektryka. Pojawienie się odkształceń w takich strukturach implikuje powstanie polaryzacji, a w konsekwencji pola elektrycznego, co prowadzi do oddziaływania elektrostatycznego.

Wielkość opisująca jak silne jest to sprzężenie dla elektronów (e) i dziur (h) wyraża

się przez [76]

$$g_{q,\lambda}^{(e/h,PE)} = \pm i \frac{e e_{14}}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \sqrt{\frac{\hbar}{2d\mathcal{V}\omega_{k,\lambda}}} M_\lambda(\hat{\mathbf{k}}) \mathcal{F}^{(e/h)}(\mathbf{k}), \quad (2.2)$$

gdzie e to ładunek elementarny, e_{14} to stała piezoelektryczna materiału, a ε_0 i ε_r to kolejno przenikalność elektryczna próżni i względna przenikalność elektryczna materiału. Gęstość kryształu oznaczono jako d , a $\mathcal{V}$ to objętość normalizacji modów fononowych. Czynniki

$$M_\lambda(\hat{\mathbf{k}}) = 2\hat{k}_x \hat{k}_y (\hat{\mathbf{e}}_{\mathbf{k},\lambda})_z + \text{c.p.}, \quad (2.3)$$

opisuje zależność sprzężenia od $\mathbf{k}$ dla danej polaryzacji [76], a funkcja kształtu

$$\mathcal{F}^{(e/h)}(\mathbf{k}) = \int_{\mathbb{R}^3} d^3\mathbf{r} \Psi_{e/h}^*(\mathbf{r}) \Psi_{e/h}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, \quad (2.4)$$

zawiera informacje o układzie dzięki obecności funkcji falowych $\Psi_{e/h}(\mathbf{r})$ elektronów lub dziur.

Drugi mechanizm, czyli sprzężenie przez potencjał deformacyjny, wiąże się z lokalną modyfikacją potencjału krystalicznego wywołaną odkształceniem sieci. Fala akustyczna zmienia odległości pomiędzy atomami, co przesuwa energię krawędzi pasma. O tym jak silne jest to sprzężenie, mówi zależność [76]

$$g_{q,\lambda}^{(e/h,DP)} = a_{c/v} \sqrt{\frac{\hbar k}{2d\mathcal{V}c_\lambda}} \mathcal{F}^{(e/h)}(\mathbf{k}) \delta_{\lambda,LA}, \quad (2.5)$$

gdzie symbol Kroneckera $\delta_{\lambda,LA}$ pojawił się, ponieważ jedynie spolaryzowane podłużnie fonony generują odkształcenia wolumetryczne, a efekt ten w pierwszym przybliżeniu jest równy względnej zmianie komórki elementarnej. Symbole $a_{c/v}$ to wspomniane potencjały deformacyjne dla odpowiednio pasm przewodnictwa i walencyjnego, a wprowadzona wielkość c_λ to prędkość dźwięku w kryształach.

2.1.1 Sprzężenie z klasyczną falą akustyczną

W niniejszej sekcji omówiono przejście między skwantowanymi modami akustycznymi a klasyczną, monochromatyczną falą akustyczną, która składa się z ogromnej liczby koherentnych fononów propagujących w strukturze. Dla pojedynczego modu fononowego hamiltonian (2.1) upraszcza się do

$$H = \sum_i \hbar\omega_i |i\rangle\langle i| + \hbar\omega b^\dagger b + \sum_i |i\rangle\langle i| \otimes \hbar g^{(i)} (b + b^\dagger). \quad (2.6)$$

Po przejściu do obrazu oddziaływania względem hamiltonianu swobodnych fononów $\hbar\omega b^\dagger b$, operator oddziaływania zyskuje jawną zależność od czasu

$$\widetilde{H}(t) = e^{i\omega b^\dagger b t} H e^{-i\omega b^\dagger b t} = \sum_i \hbar\omega_i |i\rangle\langle i| + \sum_i |i\rangle\langle i| \otimes \hbar g^{(i)} (b e^{-i\omega t} + b^\dagger e^{i\omega t}). \quad (2.7)$$

Założmy, że początkowa macierz gęstości fononów daje się zapisać jako stan koherentny $|\beta\rangle$

$$\rho_{\text{ph}}(t_0) = |\beta\rangle\langle\beta|, \quad (2.8)$$

co pozwoli w łatwy sposób obliczyć wartość oczekiwaną bozonowych operatorów kreacji ($\langle b^\dagger \rangle_{\text{ph}} = \beta^*$) i anihilacji ($\langle b \rangle_{\text{ph}} = \beta$), a w konsekwencji całego hamiltonianu jako $\text{Tr}_{\text{ph}}[\rho_{\text{ph}}(t_0) \widetilde{H}(t)]$, ostatecznie otrzymując

$$\langle \widetilde{H}(t) \rangle_{\text{ph}} = \sum_i \hbar\omega_i |i\rangle\langle i| + \sum_i \hbar g^{(i)} (\beta e^{-i\omega t} + \beta^* e^{i\omega t}) |i\rangle\langle i|. \quad (2.9)$$

Każdy operator kwantowy można przedstawić jako sumę jego wartości oczekiwanej oraz operatora definiującego fluktuacje kwantowe $\delta\widetilde{H}(t)$, które opisują odchylenie operatora od jego wartości średniej. Dla stanów koherentnych, w których $\bar{n} = |\beta|^2 \gg 1$, fluktuacje okazują się zaniedbywalne, gdyż ich stosunek do wartości oczekiwanej znika jak $1/\sqrt{\bar{n}}$. Ta sytuacja dokładnie odpowiada eksperymentom, w których używa się przetworników międzypalczastych do generacji fal akustycznych, które niosą $\sim 10^9$ koherentnych fononów [69]. W takich warunkach człon opisujący oddziaływanie przyjmuje prostą do interpretacji postać, gdzie klasyczna fala akustyczna moduluje energie układu kwantowego

$$\langle \widetilde{H}(t) \rangle_{\text{ph}} \approx \sum_i \hbar [\omega_i + 2g^{(i)} \sqrt{\bar{n}} \cos(\omega t + \phi)] |i\rangle\langle i|. \quad (2.10)$$

Na koniec można jeszcze zobaczyć, jak silna jest ta modulacja. Przyjmując siłę sprzężenia pojedynczego fononu z ekscytonem $g^{(x)}/2\pi \approx 3$ MHz [77], fala akustyczna niosąca $\bar{n} \approx 10^9$ koherentnych fononów przekłada się na amplitudę modulacji energii ekscytonu o wartości około 0,8 meV.

2.2 Ewolucja kwantowego układu otwartego

Ewolucję wektora stanu $|\Psi(t)\rangle$ zamkniętego układu kwantowego opisuje równanie Schrödingera

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = H(t) |\Psi(t)\rangle, \quad (2.11)$$

które można rozwiązać ściśle, otrzymując unitarną ewolucję w postaci

$$|\Psi(t)\rangle = e^{-\frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^t d\tau H(\tau)} |\Psi(t_0)\rangle. \quad (2.12)$$

W przypadku układów otwartych opis przy pomocy wektora stanu zawodzi, a zastąpić go należy macierzą gęstości $\rho(t)$ [78].

Rozważmy sytuację, w której układ kwantowy S oddziałuje z otoczeniem B.

$$H = H_S + H_B + \alpha H_{\text{int}}, \quad (2.13)$$

gdzie hamiltoniany H_S i H_B działają odpowiednio w przestrzeniach Hilberta $\mathcal{H}_S$ oraz $\mathcal{H}_B$, natomiast człon opisujący oddziaływanie H_{int} działa w pełnej przestrzeni Hilberta obu układów, która jest zadana przez iloczyn tensorowy $\mathcal{H} = \mathcal{H}_S \otimes \mathcal{H}_B$. Wprowadzona tutaj liczba rzeczywista α jest parametrem, który przyda się w kolejnych krokach wyprowadzenia, aby określić rząd sprzężenia. Dla pełnego hamiltonianu możemy zapisać teraz równanie Liouville'a–von Neumanna opisujące ewolucję macierzy gęstości

$$\frac{d}{dt}\rho_{\text{SB}}(t) = -\frac{i}{\hbar} [H_S + H_B + \alpha H_{\text{int}}, \rho_{\text{SB}}(t)]. \quad (2.14)$$

Takie zagadnienie wygodnie jest rozwiązywać przechodząc od obrazu oddziaływania względem hamiltonianów H_S i H_B , co daje

$$\mathcal{H}(t) = e^{\frac{i}{\hbar}(H_S+H_B)t} H_{\text{int}} e^{-\frac{i}{\hbar}(H_S+H_B)t} \quad (2.15)$$

oraz

$$\varrho(t) = e^{\frac{i}{\hbar}(H_S+H_B)t} \rho_{\text{SB}}(t) e^{-\frac{i}{\hbar}(H_S+H_B)t}, \quad (2.16)$$

a samo równanie ewolucji przyjmuje postać

$$\frac{d}{dt}\varrho(t) = -\frac{i}{\hbar}\alpha[\mathcal{H}(t), \varrho(t)]. \quad (2.17)$$

Równanie to można formalnie scałkować, otrzymując

$$\varrho(t) = \varrho(t_0) - \frac{i}{\hbar}\alpha \int_{t_0}^t [\mathcal{H}(t'), \varrho(t')] dt', \quad (2.18)$$

co po podstawieniu do prawej strony równania (2.17) daje nam

$$\frac{d}{dt}\varrho(t) = -\frac{i}{\hbar}\alpha[\mathcal{H}(t), \varrho(t_0)] - \frac{1}{\hbar^2}\alpha^2 \left[\mathcal{H}(t), \int_{t_0}^t [\mathcal{H}(t'), \varrho(t')] dt' \right]. \quad (2.19)$$

Taką operację można powtarzać wielokrotnie, otrzymując szereg zawierający coraz większe potęgi α . Zwykle jednak wystarczy analizować człony do członu kwadratowego włącznie w tym parametrze, wykonując tzw. przybliżenie Borna. Kładziemy teraz $\alpha = 1$, ponieważ była ona nam potrzebna jedynie, aby określić rząd sprzężenia.

Otoczenie układu kwantowego składa się z makroskopowej liczby stopni swobody.

Niemożliwe jest więc posługiwanie się pełną macierzą gęstości w celu obserwowania dynamiki. Wprowadza się zatem pojęcie zredukowanej macierzy gęstości $\rho(t)$, która opisuje jedynie interesujący układ

$$\rho(t) = \text{Tr}_B \varrho(t), \quad (2.20)$$

gdzie Tr_B oznacza ślad częściowy po stopniach swobody otoczenia. Równanie (2.19) na ewolucję macierzy gęstości przyjmuje więc postać

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = -\frac{i}{\hbar} \text{Tr}_B[\mathcal{H}(t), \varrho(t_0)] - \frac{1}{\hbar^2} \int_{t_0}^t \text{Tr}_B[\mathcal{H}(t), [\mathcal{H}(t'), \varrho(t')]] dt'. \quad (2.21)$$

Ścisłe rozwiązanie powyższego równania jest zbyt trudne ze względu na jego różniczkowo-całkową postać przez pojawiającą się po jego prawej stronie macierz gęstości w chwili t' . Aby je uprościć, można zastosować szereg przybliżeń, które uznaje się za standardowe w fizyce kwantowych układów otwartych.

Pierwszym z nich jest założenie o szybkiej relaksacji rezerwuaru w porównaniu z typowymi skalami czasowymi ewolucji układu. W takim wypadku macierz gęstości otoczenia ρ_B nie zmienia się w czasie i pozostaje stale w stanie równowagi termodynamicznej. Pełna macierz gęstości pozostaje separowalna względem iloczynu tensorowego w dowolnej chwili

$$\varrho(t) \approx \rho(t) \otimes \rho_B(t_0). \quad (2.22)$$

Drugim przybliżeniem jest przybliżenie Markova, zakładające krótką pamięć rezerwuaru. Jeśli układ ewoluje powoli w porównaniu z charakterystycznym czasem pamięci otoczenia, to $\rho(t') = \text{Tr}_B \varrho(t') \approx \rho(t)$, co prowadzi do możliwości wyciągnięcia tej macierzy spod znaku całki oraz przesunięcia górnej granicy całkowania do nieskończoności. W dalszej kolejności pierwszy człon w równaniu (2.21) znika ze względu na zerowanie się wartości oczekiwanej operatora oddziaływania w stanie równowagi termodynamicznej otoczenia ($\text{Tr}_B[H_{\text{int}}(t)\rho_B] = 0$) [79].

W dalszych rachunkach niezbędne będzie wyrażenie hamiltonianu oddziaływania w sposób bardziej jawny. Najbardziej ogólnie możemy napisać

$$H_{\text{int}} = \sum_{ij} S_{ij} \otimes R_{ij}, \quad (2.23)$$

gdzie operatory S_{ij} działają w przestrzeni układu, a R_{ij} w przestrzeni otoczenia. Dzięki temu i wykonanym poprzednio przybliżeniom możemy zapisać równanie Redfielda, które jest najogólniejszym równaniem fundamentalnym w przybliżeniu Markova [78]

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = -\pi \sum_{ijkl} e^{i(\omega_{ij}-\omega_{kl})t} R_{jikl}(\omega_{kl}) \left[S_{ij}^\dagger S_{kl} \rho(t) - S_{kl} \rho(t) S_{ij}^\dagger \right], \quad (2.24)$$

gdzie funkcja

$$R_{ijkl}(\omega) = \frac{1}{2\pi\hbar^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle e^{\frac{i}{\hbar}(H_S+H_B)t} R_{ij} e^{-\frac{i}{\hbar}(H_S+H_B)t} R_{kl} \rangle e^{i\omega t} dt, \quad (2.25)$$

nazywana jest gęstością spektralną otoczenia. Oscylujące człony $e^{i(\omega_{ij}-\omega_{kl})t}$ pozwalają nam zdefiniować kolejną skalę czasu obecną w ewolucji. Jeśli różnice częstości przejść $|\omega_{ij} - \omega_{kl}|$ są duże w porównaniu z dynamiką dysypatywną układu, czynniki te oscylują niezwykle szybko i w typowych dla układu skalach czasu uśredniają się do zera [80]. Przy założeniu braku degeneracji przejść energetycznych, człony te można formalnie zastąpić wyrażeniem $\delta_{ik}\delta_{jl}$ i wykonać dwie z czterech sum.¹ Procedura uśredniania tych szybko oscylujących członów nosi nazwę przybliżenia wiekowego. Możemy zatem zapisać

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = - \sum_{ij} 2\pi R_{jii}(\omega_{ij}) \left(\frac{1}{2} \{S_{ij}^\dagger S_{ij}, \rho(t)\} - S_{ij}\rho(t)S_{ij}^\dagger \right). \quad (2.26)$$

Zastosowanie przybliżenia wiekowego jest istotne, gdyż gwarantuje, że odwzorowanie opisujące ewolucję jest całkowicie dodatnie, co wyklucza pojawienie się ujemnych prawdopodobieństw. Diagonalizacja otrzymanej w ten sposób macierzy R_{jii} pozwala wyznaczyć jej nieujemne wartości własne $\gamma_i \geq 0$, podczas gdy odpowiadające im operatory własne tworzą bazę operatorów L_i (dla układu N -wymiarowego liczba takich niezależnych operatorów wynosi $N^2 - 1$) [78]. Pozwala to na zapisanie równania Lindblada w standardowej postaci (w obrazie Schrödingera)

$$\frac{d}{dt}\rho(t) = -\frac{i}{\hbar} [H(t), \rho(t)] + \sum_i \gamma_i \left(L_i \rho(t) L_i^\dagger - \frac{1}{2} \{L_i^\dagger L_i, \rho(t)\} \right), \quad (2.27)$$

gdzie γ_i to szybkości przejść, a L_i to operatory przeskoku. Przykładem może być kropka kwantowa traktowana jako układ dwupoziomowy ze stanem podstawowym $|g\rangle$ i wzbudzonym $|x\rangle$. Wtedy $\gamma_{i=x}$ będzie oznaczała szybkość rekombinacji promienistej stanu $|x\rangle$. Mamy tylko jeden kanał dekoherencji w wymienionym przykładzie, więc suma w równaniu Lindblada uprości się do pojedynczego składnika z operatorem L danym przez $L = |g\rangle\langle x|$.

2.2.1 Rachunek perturbacyjny bez przybliżenia Markova

Zasadnicza trudność w opisie mechanizmów dekoherencji stanów nośników w kropkach kwantowych leży w naturze ich otoczenia, które stanowi kąpiel fononowa. Nawet przy ograniczeniu się wyłącznie do fononów akustycznych rezerwuar tego typu wykazuje

¹W przypadku występowania stanów zdegenerowanych czynniki te przestają oscylować i nie uśredniają się do zera, co wymaga uwzględnienia ich w ewolucji.

szereg nietrywialnych właściwości. Jego gęstość spektralna dla niskich częstości zależy od mechanizmu sprzężenia oraz od geometrii funkcji falowej i ma charakter nadomowy (ang. super-Ohmic). Znaczy to, że rośnie nadliniowo wraz ze wzrostem częstości. Co więcej, oprócz pozadiagonalnych elementów sprzężenia opisujących przejścia rzeczywiste, zazwyczaj występuje sprzężenie diagonalne. Prowadzi ono do efektów czystej dekoherencji fazowej, wynikających z relaksacji sieci po szybkiej (w porównaniu z częstościami fononowymi) zmianie stanu nośnika.

W poniższej sekcji przedstawiono rachunek perturbacyjny, który pozwala uchwycić efekty niemarkowskie obecne w ewolucji czasowej nośnika w kropce kwantowej sprzężonej z fononami [81–83].

Naszym celem będzie wyprowadzenie wyrażenia na wierność przygotowanego stanu kwantowego dla nośnika w kropce kwantowej sprzężonej z kąpielą fononową. Zakładając, że sprzężenie pomiędzy układem a otoczeniem jest słabe, możemy rozłożyć zredukowaną macierz gęstości układu na część $\rho^{(0)}(t)$, która opisuje ewolucję układu nieoddziałującego z otoczeniem i poprawkę $\Delta\rho(t)$ spowodowaną sprzężeniem z fononami

$$\rho(t) = \rho^{(0)}(t) + \Delta\rho(t). \quad (2.28)$$

Pierwszą część możemy znaleźć łatwo, gdyż przy braku oddziaływania równanie Liouville’a–von Neumanna możemy rozwiązać analitycznie otrzymując

$$\rho^{(0)}(t) = U_0(t)\rho^{(0)}(t_0)U_0^\dagger(t) = e^{-\frac{i}{\hbar}H_S t}\rho^{(0)}(t_0)e^{\frac{i}{\hbar}H_S t}, \quad (2.29)$$

gdzie $\rho^{(0)}(t_0) = |\psi_0\rangle\langle\psi_0|$ to stan początkowy układu. Wierność końcowego stanu definiujemy jako przekrycie się pełnej ewolucji z ewolucją niezaburzoną

$$F^2 = \text{Tr} \rho^{(0)}(\infty)\rho(\infty) = \langle\psi_0| U_0^\dagger(\infty)\rho(\infty)U_0(\infty) |\psi_0\rangle = 1 + \langle\psi_0| \Delta\tilde{\rho}(\infty) |\psi_0\rangle, \quad (2.30)$$

gdzie $\Delta\tilde{\rho}(\infty)$ to zaburzenie zapisane w obrazie oddziaływania względem $H_S + H_B$. Aby znaleźć jego pełną postać zapiszmy teraz równanie Liouville’a–von Neumanna na pełną macierz gęstości $\tilde{\varrho}(t)$ również w obrazie oddziaływania

$$\frac{d}{dt}\tilde{\varrho}(t) = -\frac{i}{\hbar}\alpha [\mathcal{H}(t), \tilde{\varrho}(t)]. \quad (2.31)$$

Podobnie jak poprzednio, równanie to można scałkować formalnie, otrzymując szereg z coraz większymi potęgami α . Znowu jednak będziemy pracować w przybliżeniu Borna, biorąc wyrazy kwadratowe i kładąc $\alpha = 1$. Pozwoli to na zapisanie zaburzenia jako

$$\Delta\tilde{\rho}(t) = -\frac{1}{\hbar^2} \int_{t_0}^t d\tau \int_{t_0}^\tau d\tau' \text{Tr}_B [\tilde{\mathcal{H}}(\tau), [\tilde{\mathcal{H}}(\tau'), \varrho(t_0)]] . \quad (2.32)$$

Biorąc postać oddziaływania z równania (2.23), rozwijając komutatory i wykonując ślad częściowy po stopniach swobody otoczenia otrzymujemy

$$\Delta\tilde{\rho}(t) = -\frac{1}{\hbar^2} \sum_{ijkl} \int_{t_0}^t d\tau \int_{t_0}^{\tau} d\tau' [\tilde{S}_{ij}(\tau), \tilde{S}_{kl}(\tau') \rho^{(0)}(t_0)] \langle \tilde{R}_{ij}(\tau) \tilde{R}_{kl}(\tau') \rangle + \text{h.c.} \quad (2.33)$$

Aby kontynuować, użyjemy wcześniej zdefiniowanej gęstości spektralnej otoczenia $R_{ijkl}(\omega)$ oraz nowego operatora

$$Y_{ij}(\omega) = \int_{t_0}^t d\tau \tilde{S}_{ij}(\tau) e^{i\omega\tau}. \quad (2.34)$$

Przy jego pomocy możemy zdefiniować widmo dynamiczne, które pokazuje częstości występujące w ewolucji

$$S_{ijkl}(\omega) = \sum_n \langle \psi_0 | Y_{ij}^\dagger | \psi_n \rangle \langle \psi_n | Y_{kl} | \psi_0 \rangle, \quad (2.35)$$

gdzie sumowanie odbywa się po stanach $|\psi_n\rangle$, które rozpinają przestrzeń ortogonalną do stanu początkowego $|\psi_0\rangle$. Używając obu funkcji spektralnych możemy podać końcowy wzór na $\Delta\tilde{\rho}(\infty)$

$$\Delta\tilde{\rho}(\infty) = - \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega S_{ijkl}(\omega) R_{ijkl}(\omega), \quad (2.36)$$

co oznacza, że utrata wierności układu oddziałującego z otoczeniem zależy od ich przekrycia.

W używanym formalizmie na żadnym etapie nie wykonaliśmy przybliżenia Markova, a zatem efekty związane ze skończonym czasem pamięci rezerwuaru będą obecne i możliwe do uchwycenia. Metoda ta została użyta do obliczenia końcowej wierności przygotowanego stanu ładunkowego w kropce kwantowej w pracach [P1] oraz [P3].

2.3 Optyczna kontrola typu „swing-up”

Deterministyczne przygotowanie stanu wzbudzonego emitera kwantowego jest kluczowe dla wielu zastosowań w technologiach kwantowych. W ostatnich latach pojawiła się niezwykle interesująca metoda „swing-up”² [21], która to umożliwia poprzez zastosowanie dwóch nierezonansowych z przejściem ekscytonowym impulsów laserowych.

Naszym układem będzie kropka kwantowa, traktowana dla wygody jako układ dwupoziomowy (choć wszystkie poniższe przekształcenia można uogólnić na model z bieksytonem), gdzie $|g\rangle$ oraz $|x\rangle$ oznaczają odpowiednio pustą kropkę i stan ekscytonowy,

²W literaturze często spotyka się tę metodę pod nazwą „SUPER scheme”. Jest to akronim od „Swing-UP of the quantum EmitteR population”.

oddzielone od siebie o energię przejścia $\hbar\omega$. Stany w kropce są sprzężone dwiema zewnętrznymi falami elektromagnetycznymi o różnych częstościach. Hamiltonian takiego układu w przybliżeniu dipolowym przyjmuje postać

$$H(t) = \hbar\omega |x\rangle\langle x| + \hbar[\Omega_0(t) \cos(\omega_0 t) + \Omega_1(t) \cos(\omega_1 t)](|g\rangle\langle x| + |x\rangle\langle g|). \quad (2.37)$$

Możemy teraz przejść do bazy wirującej z częstością ω_0 , a także zastosować przybliżenie wirującej fali (ang. RWA, rotating wave approximation)

$$H(t) = -\hbar\Delta_0 |x\rangle\langle x| + \frac{1}{2}\hbar\Omega_0(t)(|g\rangle\langle x| + |x\rangle\langle g|) + \frac{1}{2}\hbar\Omega_1(t)(e^{-i\delta t} |g\rangle\langle x| + e^{i\delta t} |x\rangle\langle g|), \quad (2.38)$$

gdzie $\Delta_0 = \omega_0 - \omega$ to odstrojenie pierwszego lasera od przejścia stan podstawowy-ekscytan, a $\delta = \Delta_0 - \Delta_1 = \omega_0 - \omega_1$ to dudnienie pomiędzy częstościami użytych impulsów optycznych.

Aby sprowadzić dynamikę układu do efektywnego modelu Rabiego i wyznaczyć warunek rezonansowy, w kolejnym kroku przechodzimy do bazy stanów ubranych generowanych przez pierwszy impuls laserowy. W tym celu diagonalizujemy część hamiltonianu (2.38) obejmującą odstrojenie oraz sprzężenie z pierwszym polem. Zakładając, że obwiednia impulsu zmienia się powoli w skali czasu zadanej przez odstrojenie, otrzymujemy chwilowe energie stanów ubranych i rozszczepienie pomiędzy nimi [84]

$$\hbar\Omega(t) = E_+(t) - E_-(t) = \hbar\sqrt{\Omega_0^2(t) + \Delta_0^2} \quad (2.39)$$

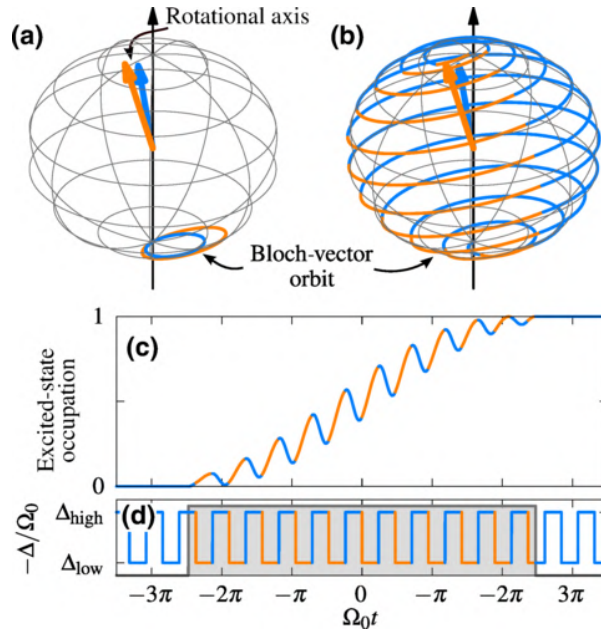
oraz nowe chwilowe stany własne układu

$$\begin{aligned} |+(t)\rangle &= \cos\left(\frac{\theta(t)}{2}\right) |x\rangle + \sin\left(\frac{\theta(t)}{2}\right) |g\rangle, \\ |-(t)\rangle &= \cos\left(\frac{\theta(t)}{2}\right) |g\rangle - \sin\left(\frac{\theta(t)}{2}\right) |x\rangle, \end{aligned} \quad (2.40)$$

gdzie $\theta(t) = \tan^{-1}(\Omega_0(t)/\Delta_0)$ to kąt mieszania opisujący siłę sprzężenia stanów w kropce przez zewnętrzne pole. Możemy również odtworzyć odwrotną transformację i wyrazić stany swobodne kropki w bazie stanów ubranych, co przyda się w następnym kroku

$$\begin{aligned} |g\rangle &= \cos\left(\frac{\theta(t)}{2}\right) |-(t)\rangle + \sin\left(\frac{\theta(t)}{2}\right) |+(t)\rangle, \\ |x\rangle &= \cos\left(\frac{\theta(t)}{2}\right) |+(t)\rangle - \sin\left(\frac{\theta(t)}{2}\right) |-(t)\rangle. \end{aligned} \quad (2.41)$$

Tak wyrażone stany swobodne możemy z powrotem podstawić do hamiltonianu (2.38). Aby uprościć zapis, w dalszej części pozbedziemy się jawnej zależności czasowej w stanach, częstościach oraz kącie mieszania. Odpowiada to sytuacji, w której oba impulsy



Rysunek 2.1: Schemat działania protokołu „swing-up”. (a) Linie ciągłe pokazują ewolucję kubitów na sferze Blocha dla odstrojonych laserów. Niebieska strzałka wyznacza położenie osi obrotu stanu kropki dla lasera odstrojonego o Δ_0 , a pomarańczowa o Δ_1 . (b) Ewolucja typu „swing-up”. Dudnienie powstające na skutek użycia dwóch różnie odstrojonych impulsów periodycznie zmienia oś obrotu, a wektor stanu porusza się po spirali na sferze. (c) Ewolucja obsadzenia stanu wzbudzonego w funkcji $\Omega_0 t$, gdzie t to czas ewolucji. (d) Odstrojenie od przejścia optycznego w funkcji $\Omega_0 t$. Przedrukowano z: Thomas K. Bracht, *et al.*, *Swing-Up of Quantum Emitter Population Using Detuned Pulses*, *PRX Quantum* **2**, 040354 (2021); DOI: 10.1103/PRXQuantum.2.040354 [21]. Grafika udostępniona na licencji CC BY 4.0.

laserowe mają prostokątny kształt, więc podczas plateau te parametry się nie zmieniają. Otrzymujemy wtedy [84]

$$\begin{aligned}
 \tilde{H}(t) = & \frac{1}{2}\hbar\Omega (|+\rangle\langle+| - |-\rangle\langle-|) + \\
 & + \frac{1}{2}\hbar\Omega_1 \sin(\theta) \cos(\delta t) (|+\rangle\langle+| - |-\rangle\langle-|) + \\
 & + \frac{1}{2}\hbar\Omega_1 \left[\left(e^{-i\delta t} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) - e^{i\delta t} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) |-\rangle\langle+| + \text{h.c.} \right].
 \end{aligned} \tag{2.42}$$

Zauważmy, że oprócz elementów macierzowych odpowiadających za przejścia pomiędzy stanami ubranymi, w oddziaływaniu ze światłem pojawia się również diagonalna modulacja energii tych stanów. W oryginalnym, czysto optycznym podejściu pomija się ją, argumentując, że przy odpowiednio dużej różnicy odstrojeń uśrednia się ona do zera. Pozostają więc człony prowadzące do rezonansu, gdy spełniony jest warunek $\Omega = \pm\delta$.

Warto w tym miejscu zaznaczyć, że w hamiltonianie (2.42) występują człony oscylujące z zarówno dodatnią, jak i ujemną częstością ($e^{\pm i\delta t}$), co formalnie przypomina sytuację sprzed zastosowania RWA. W tym przypadku jednak oba te czynniki mogą wywierać istotny wpływ na ewolucję, w zależności od znaku odstrojeń laserów [21, 84].

Protokół „swing-up” ma bardzo elegancką interpretację, gdy obserwuje się ewolucję stanu na sferze Blocha, co przedstawiono na rysunku 2.1. Układ został przygotowany w stanie $|g\rangle$, a dla pojedynczego lasera rezonansowego z przejściem $|g\rangle \leftrightarrow |x\rangle$ hamiltonian (2.38) uprościłby się (w bazie wirującej z częstością lasera i po wykonaniu RWA) do $H = \hbar\Omega_0\sigma_x/2$. Tak zapisany hamiltonian generuje obrót wektora Blocha wokół osi OX , która leży w płaszczyźnie równika. W konsekwencji, użycie rezonansowego impulsu o polu powierzchni impulsu π odpowiada wykonaniu operacji X , przenoszącej stan całkowicie ze stanu $|g\rangle$ do $|x\rangle$. Dla pojedynczego lasera odstrojenie powoduje wychylenie osi obrotu z płaszczyzny w stronę bieguna. Obrót wektora Blocha wokół tak nachylonej osi uniemożliwia osiągnięcie bieguna przeciwnego, przez co deterministyczne przygotowanie stanu staje się niemożliwe.

Omawiana metoda wprowadza drugi laser, który, również odstrojony, ustala inną oś obrotu niż pierwszy, co prowadzi do pojawienia się dudnienia pomiędzy częstotliwościami laserów, periodycznie zmieniając osie obrotu. Dobierając odpowiednio szybkość ewolucji, można sprawić, że stan wykona obrót o π na sferze Blocha względem osi ustalonej przez pierwszy laser (linia niebieska), a następnie kolejny obrót o π względem osi ustalonej przez drugi laser (linia pomarańczowa). W przypadku wielokrotnego powtórzenia tej operacji zadana ewolucja stanu na sferze Blocha będzie miała postać spirali zaczynającej się i kończącej na biegunach [21, 84, 85].

Protokół ten został kilkakrotnie zweryfikowany eksperymentalnie [85–87], nie tylko dla kropek kwantowych, ale również dla centrów barwnych w diamentach [88]. Model teoretyczny rozszerzono do modelu kwantowego, w którym oddziaływanie kropki z polem fotonowym zamodelowano jako oddziaływanie typu Jaynesa–Cummingsa [89–92], co w przyszłości może umożliwić manipulację stanem kwantowym przy użyciu pojedynczych, nierezonansowych fotonów.

Rozdział 3

Akustooptyczna kontrola stanów ładunkowych

Poniższy rozdział dotyczy akustooptycznej metody przygotowywania stanów ładunkowych w kropkach. W treści omówiono prace [P1] oraz [P3], które wchodzą w skład rozprawy. W podrozdziale 3.1 znajdują się opis i wyniki akustooptycznej metody „swing-up”, użytej do deterministycznego przygotowywania stanów ekscytonowych i bieksytonowych w kropkach kwantowych. W podrozdziale 3.2 metoda ta została rozszerzona na wyższe harmoniczne pola akustycznego.

3.1 Kontrola stanu ładunkowego przy użyciu akustooptycznego protokołu typu „swing-up”

W pracy [P1] pokazano, że możliwe jest deterministyczne i koherentne sterowanie stanami ładunkowymi w kropce kwantowej przy pomocy akustooptycznego odpowiednika protokołu typu „swing-up”. Kropkę modelowano jako układ trójpoziomowy, w którym stany $|g\rangle$, $|x\rangle$ oraz $|xx\rangle$ opisują odpowiednio stan podstawowy kropki, stan ekscytonowy i bieksyton. Pełen hamiltonian uwzględnia również sprzężenie z odstrojonym laserem oraz klasyczną falą akustyczną.

Proponowana metoda kontroli jest metodą nierezonansową, w której pole akustyczne wprost moduluje odstrojenie (a więc i oś obrotu wektora stanu na sferze Blocha), w przeciwieństwie do czysto optycznego schematu, w którym modulacja osi obrotu odbywa się poprzez dudnienie pomiędzy częstotliwościami lasera [21, 84]. Jeśli częstota tej modulacji ω_{ac} zostanie dobrana tak, aby odpowiadać uogólnionej częstotliwości Rabiego Ω_R pomiędzy

odpowiednimi stanami kropki ubranymi w oddziaływanie ze światłem, możliwe będzie wykonanie obrotu o π , co prowadzić będzie do deterministycznego przygotowania stanu ładunkowego w kropce.

Pokazano również, że akustooptyczna wersja protokołu działa niezależnie od znaku odstroięcia (w zgodzie z czysto optycznym protokołem [21]), a przygotować można zarówno stany ekscytonowe jak i bieksytonowe. Oszacowano również wierność przygotowanych stanów, korzystając z perturbacyjnego rachunku, pozwalającego uchwycić procesy niemarkowskie, które są skutkiem splątania między kubitem a kąpielą fononową. W obliczeniach przyjęto typowe parametry dla samorosnących kropek InAs/GaAs [93] oraz kropek GaAs/AlGaAs wytwarzanych metodą trawienia z kropli [10, 94, 95]. Wierność przygotowanego stanu w użytym formalizmie (patrz podrozdział 2.2.1, materiały uzupełniające do artykułu [P1] oraz materiały uzupełniające do preprintu [P3]) daje się zapisać jako [81–83]

$$F^2 = 1 - \int d\omega S(\omega)R(\omega), \quad (3.1)$$

gdzie $R(\omega)$ to fononowa gęstość spektralna, która określa, jak silne jest sprzężenie nośnik–fonon, a $S(\omega)$ to nieliniowa charakterystyka spektralna, która dostarcza informacji o częstościach obecnych w ewolucji układu. Należy zaznaczyć, że w publikacji [P1] błędnie przypisano autorstwo tej metody i pominięto cytowanie oryginalnych prac [81, 82], które ją opisują. Trwają prace mające na celu przygotowanie erraty.

Obliczenia numeryczne dla kropek GaAs/AlGaAs wskazują, że przygotowane stany charakteryzują się wysoką wiernością, nawet w temperaturze pokojowej. Ze względu na mniejsze rozmiary kropek InAs/GaAs sprzężenie nośników w nich uwięzionych z fononami jest silniejsze niż w kropkach GaAs/AlGaAs, ale mimo to nadal uzyskano wysokie wierności w temperaturach kriogenicznych. W dłuższej perspektywie wyniki te mogą otworzyć drogę do kontrolowanego transferu stanu kwantowego za pomocą szyny akustycznej, kładąc podwaliny pod wieloelementowe hybrydowe układy kwantowe sprzężone akustycznie.

3.2 Kontrola emitera kwantowego przy pomocy wyższych harmoniczných pola akustycznego

Preprint [P3] rozszerza opis wcześniej zaproponowanego protokołu w pracy [P1] na wyższe harmoniczne pola akustycznego. Poprzednio zaproponowana metoda kontroli stanów w kropce wymagała stosunkowo wysokich energii pola akustycznego ($\hbar\omega_{ac} \sim 1$ meV),

które, choć są osiągalne eksperymentalnie, to technologia ich wytwarzania wymaga użycia ultraszybkich impulsów laserowych i nie jest tak łatwa jak w przypadku zwykłych IDT [96–98].

W niniejszej pracy zaproponowano sposób na pokonanie ograniczeń wynikających z dostępnych częstości pola akustycznego, znacząco rozszerzając potencjał wcześniej zaproponowanej metody. Akustooptyczną kontrolę stanu ładunkowego można rozszerzyć w naturalny sposób na reżim częstotliwości ułamkowych, co jest możliwe dzięki procesom mającym wielofononowy charakter, które naturalnie angażują wyższe harmoniczne drgań akustycznych. Powstają one efektywnie w wyniku okresowej modulacji fazy ekscytonowych przejść optycznych [99–101], co może umożliwić parametryczne rezonanse wielokrotności ω_{ac} z rozszczepieniem Rabiego

$$\Omega_R = n\omega_{ac}, \quad (3.2)$$

nawet gdy modulacja stanów w kropce wynika ze sprzężenia z klasyczną monochromatyczną falą akustyczną. W dalszej części pracy przeprowadzono symulacje numeryczne, aby określić, jak duże ograniczenia nakłada na tę metodę dekoherencja obecna w układzie oddziałującym z fononami termicznymi, która, tak jak w poprzednim przypadku, została obliczona metodą perturbacyjną [81–83].

W szczególności wykazano, że nadal możliwe jest deterministyczne przygotowywanie stanów ekscytonowych i bieksytonowych w kropkach GaAs/AlGaAs [10], zachowując wysoką wierność (która zdaje się nie zależeć w znaczący sposób od rzędu harmonicznej), którą można dodatkowo zwiększać poprzez zmianę odstrojenia lasera. Dodatkowo obliczenia numeryczne sugerują, że metoda ta pozwala pokonać różnicę częstotliwości sięgającą co najmniej rzędu wielkości, przewidując, że możliwa jest kontrola stanów o różnicy energii odpowiadającej częstotliwości 0,341 THz (1,41 meV) za pomocą modulacji akustycznej o częstotliwości zaledwie 42 GHz (174 μ eV). Warto tutaj zwrócić uwagę, że nie jest to całkowita wielokrotność pierwszej liczby ze względu na dodatkowe rozszczepienie pojawiające się w wyniku podwójnego ubierania się emitera w oddziaływanie ze światłem i dźwiękiem. Wyniki sugerują, że możliwa jest zatem koherentna kontrola stanów ładunkowych w kropce kwantowej przy jednoczesnym rozdzieleniu skal energii: optycznej i sterowania akustycznego.

W przyszłości podejście to może umożliwić deterministyczną generację stanów wielofononowych w rezonatorach akustycznych (ponieważ występuje tam analogiczna struktura oddziaływania) za pomocą odstrojonego lasera, wytwarzanie kontrolowanego splątania pomiędzy fotonem a modem fononowym oraz ułatwić transfer informacji kwantowej między układami ciała stałego z wykorzystaniem skwantowanych modów akustycznych.

Rozdział 4

Akustooptyczna kontrola kubitów spinowych

W poniższym rozdziale zaproponowano dwie metody akustooptycznej kontroli kubitów spinowych w kropkach kwantowych. W artykule [P2] omówionym w podrozdziale 4.1 zaproponowano metodę umożliwiającą obrót spinu przy pomocy impulsów akustycznych podczas ciągłego pobudzania optycznego. Z kolei w preprincie [P4] omówionym w podrozdziale 4.2 przedstawiono metodę parametryczną, będącą rozszerzeniem akustooptycznej metody „swing-up” dla stanów ładunkowych.

4.1 Hybrydowa kontrola kubitów spinowych

Poza kontrolą stanów ładunkowych w kropkach kwantowych obiecującą możliwością jest wykorzystanie spinu nośników w nich uwięzionych, co leży u podstaw jednej z idei komputera kwantowego [102]. W układach o wysokiej symetrii obrotowej mechaniczne stopnie swobody bardzo słabo sprzęgają się ze spinami i, mimo że spin nośników w kropkach kwantowych jest kompatybilny ze światłem jako nośnikiem informacji [39], słabe sprzężenie między fononami a pojedynczymi spinami elektronów w półprzewodnikowych kropkach kwantowych znacząco utrudnia ich integrację w hybrydowych układach kwantowych sprzężonych akustycznie na chipie [40, 41].

Aby obejść te ograniczenia, w pracy [P2] zaproponowano hybrydowy akustooptyczny protokół sterowania stanami spinowymi elektronu w kropce kwantowej. Laser o energii $\hbar\omega_L$ jest odstrojony od energii trionu (naładowanego ekscytanu) $\hbar\omega_T$ o $\hbar\Delta = \hbar\omega_L - \hbar\omega_T$. W przedstawionym wcześniej opisie optyczne reguły wyboru dotyczyły osi kwantyzacji

cji wyznaczonej wzdłuż kierunku wzrostu kropki. Zastosowanie konfiguracji Voigta, w której zewnętrzne pole magnetyczne jest przyłożone prostopadłe do kierunku wzrostu (i prostopadłe do padającej wiązki lasera), zmienia bazę stanów własnych spinu $|\rightarrow\rangle = (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$ oraz $|\leftarrow\rangle = (|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$. W konsekwencji, rzutowanie operatora oddziaływania dipolowego dla fali elektromagnetycznej o polaryzacji kołowej σ^+ na te stany prowadzi do jednakowych elementów macierzowych dla obu przejść optycznych [rysunek 1.1(b)]. Taka geometria pozwala na wyindukowanie efektywnego sprzężenia między stanami spinowymi poprzez wspólny stan trionu $|T\rangle$, tworząc trójpoziomowy układ typu Λ [103, 104]. Odstrojenie lasera od przejścia optycznego zapobiega znacznemu obsadzeniu stanu $|T\rangle$, co mogłoby prowadzić do dekoherencji ze względu na skończony czas życia trionu. Ostatnim elementem jest koherentna, monochromatyczna fala akustyczna, która moduluje energię przejścia optycznego. Gdy dobierzemy częstość modulacji tak, aby odpowiadała rozszczepieniu Zeemana $\omega_{ac} = \omega_Z$, możliwe stanie się generowanie obrotów pomiędzy stanami spinowymi elektronu.

Zaproponowana metoda umożliwia obrót spinu za pomocą impulsów akustycznych podczas ciągłego pobudzania optycznego. Obliczenia numeryczne wskazują jednak, że dostępny kąt nachylenia osi obrotu θ względem pionu na sferze Blocha jest ograniczony, a realizacja bramki X wyłącznie przy pomocy jednego impulsu akustycznego jest niemożliwa. W reżimie, gdy amplituda modulacji akustycznej A_{ac} jest mała w stosunku do częstości ω_{ac} przewidywania z modelu efektywnego

$$\theta \approx \frac{A_{ac}}{\omega_{ac}}, \quad (4.1)$$

są zgodne z wynikami numerycznymi. Parametry pola akustycznego zostały więc dobrane tak, aby utrzymywać $\theta = \pi/2$, a bramkę X realizowano przy pomocy dwóch prawie identycznych impulsów akustycznych, różniących się tylko względną fazą o π . Zmiana fazy ustawia nową oś obrotu dla drugiego impulsu akustycznego, prostopadłą do osi pierwszej.

W dalszej części uwzględniono procesy destrukcyjne w ewolucji. Pokazano, że dwu-impulsowa realizacja bramki X może być wystarczająco szybka, aby ograniczyć utratę wierności spowodowaną fluktuacjami pola Overhausera [105] poniżej 0,1% w kropkach kwantowych ze schłodzonymi spinami jądrowymi otoczenia [33–36] oraz że możliwe jest zastosowanie sekwencji impulsów redukujących ten szum w wiodącym rzędzie rozwinięcia Magnusa względem odchylenia częstości od rezonansu.

Drugim czynnikiem zmniejszającym wierność bramki jest skończony czas życia trionu, który w znacznym stopniu jest ograniczony ze względu na znikome obsadzenie stanu $|T\rangle$

podczas ewolucji. Przewidziano utratę wierności wywołaną rekombinacją na poziomie poniżej 0,1% przy obecnie dostępnych częstościach akustycznych dla podwójnej kropki kwantowej [106–109].

Proponowany mechanizm sprzężenia spinu w kropce kwantowej z falami mechanicznymi otwiera perspektywę budowy układów hybrydowych zdolnych do transferu informacji kwantowej między np. kubitem nadprzewodzącym, spinem nośnika oraz fotonami optycznymi.

4.2 Parametryczna kontrola stanów spinowych elektronu w kropce kwantowej

Protokół akustooptycznej kontroli spinu zaprezentowany w pracy [P2] ma jednak kilka wad. Wymóg zachowania rezonansu między energią fali akustycznej a rozszczepieniem Zeemana, w połączeniu z gigahercowym ograniczeniem nałożonym na powierzchniowe fale akustyczne przez aktualną technologię, skutkuje stosunkowo długimi czasami trwania bramki X (są to odpowiednio ~ 25 ns dla realizacji dwuimpulsowej i ~ 45 ns dla bramki kasującej wpływ pola Overhausera w wiodącym rzędzie). Czas ten przekracza zarówno czas życia trionu w pojedynczej kropce kwantowej jak i czas niejednorodnego defazowania spinu T_2^* . Ponadto ograniczony kąt osi obrotu kubitów wymusza stosowanie złożonych sekwencji impulsów do tworzenia sekwencji redukujących wpływ szumu jądrowego.

W pracy [P4] ograniczenia te są obchodzone poprzez zaproponowanie parametrycznej metody kontroli stanów spinowych elektronu w kropce. Schemat ten również opiera się na sprzężeniu optycznym ze stanem $|T\rangle$, ale tym razem wykorzystano również efekt optycznego ubierania się stanów spinowych w oddziaływanie ze światłem, co pozwoliło odejść od rezonansu $\omega_{ac} = \omega_Z$. Zamiast tego wykorzystano rezonans parametryczny, który występuje, gdy częstotliwość akustyczna odpowiada rozszczepieniu pomiędzy optycznie ubranymi stanami spinowymi, w analogii do akustooptycznej wersji metody „swing-up” do kontroli stanów ładunkowych zaproponowanej w pracy [P1].

Ponieważ rozszczepienie stanów ubranych jest w ciągły sposób modulowane, naturalnie pojawiają się procesy angażujące wyższe harmoniczne, które również mogą zostać efektywnie wykorzystane, w analogii do pracy [P3]. Obliczenia numeryczne wskazują, że zaproponowana metoda jest znacznie szybsza od poprzedniej, a czas trwania bramki X wynosi zaledwie około 155 ps i może się skrócić wraz z rozwojem technologii IDT. Ta poprawa względem poprzedniej propozycji wynika ze złagodzenia sztywnych ograniczeń nałożonych na parametry pola akustycznego. Prezentowany tutaj schemat nie wymaga

już, aby amplituda i częstota fali akustycznej były ze sobą porównywalne, aby utrzymywać odpowiednio dobrany kąt osi obrotu. Dodatkowo słaba modulacja akustyczna może być kompensowana poprzez użycie silniejszego impulsu optycznego, który w poprzednim przypadku negatywnie wpływał na oś obrotu kubitów oraz zwiększał dekoherencję wynikającą ze skończonego czasu życia trionu.

Skrócenie czasu ewolucji pozwoliło osiągnąć wierność bramki na poziomie 99,9% dla pierwszej harmonicznej, nawet w obecności szumu pochodzącego z nieschłodzonego środowiska spinów jądrowych typowej kropki kwantowej oraz skończonego czasu życia trionu $\tau \gtrsim 1,25$ ns. Z kolei dla protokołu opartego na drugiej harmonicznej uzyskano wierność na poziomie 99,8% w przypadku chłodzonych spinów jądrowych, przy $\tau \gtrsim 2,5$ ns.

Podsumowanie

Celem pracy było teoretyczne zbadanie możliwości akustooptycznej kontroli stanów ładunkowych i spinowych nośników w kropkach kwantowych, zaproponowanie protokołów umożliwiających koherentne sterowanie nimi oraz przedstawienie ich opisu teoretycznego.

Dla stanów ładunkowych w kropkach kwantowych zaproponowano nową akustooptyczną metodę do deterministycznego przygotowywania stanów ekscytonowych i bieksytonowych. Metoda jest rozszerzeniem niedawno wprowadzonej optycznej metody kontroli „swing-up”. W publikacji [P1] wykorzystano pole akustyczne do bezpośredniej modulacji odstrojenia lasera od przejścia optycznego, którego częstość należy dostroić do rezonansu z uogólnioną częstością Rabiego. Wykazano, że prowadzi to do koherentnej ewolucji stanów i w rezultacie do deterministycznego ich obsadzania.

Zaproponowana metoda nie zależy od znaku odstrojenia, a jej głównym ograniczeniem staje się wymagana energia pola akustycznego, która osiąga wartości rzędu pojedynczych milielektronowoltów. Wskazano zatem na potencjalną korzyść wynikającą z rozwoju technologii terahercowych pól akustycznych. W następnym kroku, zgodnie z analogicznymi oszacowaniami dla czysto optycznej wersji protokołu, pokazano, że akustooptyczna wersja może być niemal całkowicie odporna na dekoherencję wynikającą z oddziaływania nośników z kąpielą fononową, nawet w podwyższonych temperaturach.

Co najważniejsze, zaproponowana metoda pozwala na hybrydową akustooptyczną kontrolę stanu, mimo że w układzie brakuje bezpośredniego sprzężenia akustycznego między stanami ładunkowymi. Zastosowanie odstrojonego impulsu optycznego podczas ciągłej modulacji akustycznej w dłuższej perspektywie może otworzyć drogę do generowania optycznie kontrolowanego splątania pomiędzy kropką a pojedynczym modem fononowym, a w dalszej kolejności może umożliwić transfer stanu kwantowego poprzez szynę akustyczną, co w dłuższej perspektywie może prowadzić do pojawiania się akustycznie sprzężonych wieloelementowych układów kwantowych.

Aby obejść ograniczenia związane z wymaganymi energiami fal akustycznych, protokół

z pracy [P1] został rozszerzony na wyższe harmoniczne pola akustycznego w pracy [P3]. Pokazano, że nawet monochromatyczna fala akustyczna może efektywnie je generować, wykorzystując procesy o charakterze wielofononowym wynikające z okresowej modulacji fazy przejścia optycznego. Obliczenia numeryczne dla dziesiątej harmonicznej pokazują, że metoda ta pozwala pokonać różnicę częstotliwości o co najmniej rząd wielkości, co pokazano na przykładzie dynamiki, w której uogólniona częstość Rabiego wynosiła 0,341 THz, a kropka modulowana była falą akustyczną o częstotliwości 42 GHz. Mimo że wymaga to stosunkowo silnej modulacji akustycznej, zapewnia to koherentną kontrolę stanów ładunkowych w kropce, przy jednoczesnym rozdzieleniu energii dostarczanej przez laser od kontroli stanu wykonywanej akustycznie. Poza deterministycznym przygotowywaniem stanów ładunkowych w kropkach kwantowych, rozwinięcie tego podejścia na skwantowane mody fononowe może pomóc w wytwarzaniu stanów wielofononowych w rezonatorach akustycznych za pomocą odstrojonego lasera.

W pracy [P2] zaproponowano hybrydową, akustooptyczną metodę kontroli pojedynczego spinu elektronu w kropce kwantowej, co pozwala na wygenerowanie sprzężenia spin-fonon w układzie, w którym dotychczas praktycznie nie występowało. Połączenie modulacji akustycznej z nierezonansowym laserem umożliwiło indukowanie koherentnych przejść między stanami spinowymi oraz zaproponowanie akustooptycznej bramki X . Istotne ograniczenie wierności tej bramki, wynikające ze skończonego czasu życia trionu, można zmniejszyć, indukując większe rozszczepienia Zeemana, co skraca czas ewolucji. Wymaga to wysokich częstotliwości akustycznych, które muszą pozostawać w rezonansie z rozszczepieniem spinu, jednak nawet dla obecnie osiągalnych 44 GHz otrzymano wierność na poziomie 99,9% dla podwójnej kropki kwantowej. Ponadto ograniczenie wynikające z kwazistatycznego szumu jądrowego można obejść, wykorzystując złożone sekwencje wielu impulsów akustycznych, na wzór mikrofalowych protokołów kompensacji szumu.

Aby rozwiązać problemy długich czasów realizacji bramki, a także ograniczonego kąta nachylenia osi obrotu istniejące w pracy [P2], opracowano drugi akustooptyczny protokół kontroli spinu w kropce kwantowej, bazujący na zjawisku rezonansu parametrycznego (praca [P4]). Zapewnia on pełną kontrolę spinu z niemal dowolną osią obrotu, wyznaczaną przez fazę akustyczną oraz odstrojenie od rezonansu. Symulowany czas bramki wyniósł ~ 155 ps i jest o ponad dwa rzędy wielkości krótszy niż w przypadku poprzedniego protokołu. Tak szybka manipulacja spinem pozwala na unikanie błędów spowodowanych polem Overhausera nawet bez stosowania sekwencji redukujących wpływ szumu jądrowego, a także ogranicza wpływ rekombinacji trionu. Podejście to pozwala

osiągnąć uśrednioną wierność bramki powyżej 99,9% nawet w nieschłodzonym środowisku spinów jądrowych oraz przy realistycznym czasie życia trionu $\sim 1,25$ ns. Zapewnia to pełną kontrolę spinu elektronu, konkurencyjną wobec aktualnie stosowanych rozwiązań, jednocześnie wprowadzając do układu sprzężenie z fononami, w tym dostęp do procesów wielofononowych poprzez procesy angażujące wyższe harmoniczne pola akustycznego.

Spinowy stopień swobody znacznie poszerza zakres możliwych zastosowań kropek kwantowych, np. poprzez splątanie spinu z pojedynczymi fotonami, optomechaniczne mieszanie fal na poziomie pojedynczych kwantów czy wykorzystanie efektów chiralnej optyki kwantowej w celu uzyskania emisji kierunkowej, tj. sprzężenia z przestrzennymi modami światła. W badaniach podstawowych łączenie różnych stopni swobody może pozwolić na analizę modeli w reżimach silnych sprzężeń za pomocą obecnie intensywnie rozwijanych symulatorów kwantowych. Wykorzystywanie sprzężenia stanów kwantowych z falami mechanicznymi wpisuje się w obecnie popularne i obiecujące podejścia.

Dorobek naukowy i aktywność badawcza

Poniższa część stanowi zestawienie mojego dotychczasowego dorobku naukowego oraz aktywności badawczej. Zostały w niej zgromadzone informacje dotyczące opublikowanych prac, kierowania i udziału w grantach oraz wystąpień konferencyjnych i seminaryjnych, na których prezentowałem wyniki zawarte w niniejszej rozprawie.

Wystąpienia i prezentacje konferencyjne

1. **M. Kuniej**, M. Gawęlczyk, P. Machnikowski, *Hybrid control of electron spin in a quantum dot with acoustic and optical pulses*, 18.04.2023, NanoDay Meeting, Toruń, Polska, **wystąpienie ustne**.
2. **M. Kuniej**, M. Gawęlczyk, P. Machnikowski, *Hybrid Acousto-Optic Driving of Rabi Oscillations of Electron Spin in a Quantum Dot*, 20.06.2023, 51st International School & Conference on the Physics of Semiconductors "Jaszowiec 2023", Szczyrk, Polska, **plakat**.
3. **M. Kuniej**, M. Gawęlczyk, P. Machnikowski, *Hybrid Acousto-Optical Control of Electron Spin in a Quantum Dot*, 23.08.2023, 22nd International Conference on Electron Dynamics in Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures EDISON22, Münster, Niemcy, **plakat**.
4. **M. Kuniej**, M. Gawęlczyk, P. Machnikowski, *Hybrid acousto-optical control of a quantum emitter*, 14.02.2024, 7th International Workshop on the Optical Properties of Nanostructures (OPON2024), Wrocław, Polska, **plakat**.

5. **M. Kuniej**, P. Machnikowski, M. Gawęlczyk, *Theory of acousto-optical state control in quantum dots*, 18.04.2024, 2nd International GaAs QD Workshop, Traunkirchen, Austria, **wystąpienie ustne**.
6. **M. Kuniej**, P. Machnikowski, M. Gawęlczyk, *Acousto-optical preparation of charge and spin states in quantum dot*, 13.06.2024, International workshop on telecom quantum dot non-classical light sources for quantum communication QDotCom24, Wrocław, Polska, **wystąpienie ustne**.
7. **M. Kuniej**, P. Machnikowski, M. Gawęlczyk, *Hybrid acousto-optical swing-up state control in quantum dots*, 12.02.2025, 8th International Workshop on the Optical Properties of Nanostructures (OPON2025), Münster, Niemcy, **plakat**.
8. **M. Kuniej**, P. Machnikowski, M. Gawęlczyk, *Hybrid Acousto-Optical Spin Control in Quantum Dots*, 7.05.2025, 3rd International GaAs QD Workshop, Wrocław, Polska, **wystąpienie ustne**.
9. **M. Kuniej**, P. Machnikowski, M. Gawęlczyk, *Hybrid Acousto-Optical Charge and Spin Control in Quantum Dots*, 9.06.2025, 53rd International School & Conference on the Physics of Semiconductors "Jaszowiec 2025", Szczyrk, Polska, **wystąpienie ustne**.
10. **M. Kuniej**, P. Machnikowski, M. Gawęlczyk, *Hybrid acousto-optical state control in a quantum dot*, 27.11.2025, Walter Schottky Institute of Munich Technical University, Monachium, Niemcy, **wystąpienie seminaryjne**.
11. **M. Kuniej**, P. Machnikowski, M. Gawęlczyk, *Hybrid Acousto-Optical Charge and Spin Control in Quantum Dots*, 27.04.2026, Uniwersytet Jagielloński, Kraków, Polska, **wystąpienie seminaryjne**.
12. **M. Kuniej**, P. Machnikowski, M. Gawęlczyk, *Hybrid acousto-optical spin control in quantum dots*, 6.05.2026, International workshop on telecom quantum dot non-classical light sources for quantum communication QDotCom26, Wrocław, Polska, **wystąpienie ustne**.
13. **M. Kuniej**, P. Machnikowski, M. Gawęlczyk, *Higher-harmonic acoustic control of a quantum emitter*, 15.05.2026, 17th KCIK-ICTQT Symposium on Quantum Information, Gdańsk, Polska, **plakat**.

14. **M. Kuniej**, P. Machnikowski, M. Gawęłczyk, *Hybrid acousto-optical state control in quantum dots*, 26.05.2026, Institute of Physics of the Czech Academy of Sciences, Praga, Czechy, **wystąpienie seminaryjne**.
15. **M. Kuniej**, P. Machnikowski, M. Gawęłczyk, *Higher-harmonic acoustic driving of quantum-dot optical transitions beyond Rabi-frequency resonance*, 10.06.2026, 4th International GaAs QD Workshop, Dornbirn, Austria, **plakat**.

Inne osiągnięcia

Do moich najważniejszych osiągnięć naukowo-badawczych należy uzyskanie w 2024 roku finansowania z Narodowego Centrum Nauki w konkursie PRELUDIUM 22 na realizację autorskiego projektu pt. „Hybrydowa kontrola kwantowa w pojedynczych układach w ciele stałym” (nr 2023/49/N/ST3/03931), w którym pełnię rolę kierownika projektu.

Istotnym wyróżnieniem mojej dotychczasowej działalności naukowej jest Nagroda dla Młodego Badacza przyznana w 2026 roku przez Oddział Wrocławski Polskiego Towarzystwa Fizycznego za najlepszą pracę z dziedziny fizyki opublikowaną w 2025 roku. Praca ta jest częścią niniejszej rozprawy (publikacja [P1]).

Dodatkowo, w ramach aktywności naukowej, od 2026 roku pełnię rolę recenzenta dla międzynarodowego czasopisma *Optical and Quantum Electronics*, wydawanego przez Springer Nature.

Jestem również współautorem czterech innych prac, które nie wchodzą w skład niniejszej rozprawy.

- [A1] A. Musiał, M. Mikulicz, P. Mrowiński, A. Zielińska, P. Sitarek, P. Wyborski, M. Kuniej, J. P. Reithmaier, G. Sęk, M. Benyoucef, InP-based single-photon sources operating at telecom C-band with increased extraction efficiency, *Appl. Phys. Lett.* **118**, 221101 (2021).
- [A2] A. Zielińska, A. Musiał, P. Wyborski, M. Kuniej, T. Heuser, N. Srocka, J. Grosse, J. P. Reithmaier, M. Benyoucef, S. Rodt, S. Reitzenstein, W. Rudno-Rudziński, Temperature dependence of refractive indices of $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ and $\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.37}\text{As}$ in the telecommunication spectral range, *Opt. Express* **30**, 20225–20240 (2022).
- [A3] M. Kuniej, K. Roszak, Estimation of nuclear polarization via discrete measurement of nitrogen-vacancy-center spin evolution, *Phys. Rev. A* **111**, 032620 (2025).

- [A4] M. Kuniej, K. Roszak, Direct access to the initial polarization of ^{13}C nuclei by measuring coherence evolution of an nitrogen-vacancy center spin qubit, [arXiv:2602.19701 \(2026\)](#). Praca wysłana do *Phys. Rev. A*.

Finansowanie

Badania zaprezentowane w niniejszej rozprawie doktorskiej zrealizowano przy wsparciu finansowym:

- Narodowego Centrum Nauki w ramach projektu nr 2023/49/N/ST3/03931 pt. „Hybrydowa kontrola kwantowa w pojedynczych układach w ciele stałym” (PRELUDIUM 22), którego jestem kierownikiem,
- Narodowego Centrum Nauki w ramach projektu nr 2023/50/A/ST3/00511 pt. „Akustooptyka kwantowa nanoukładów hybrydowych” (MAESTRO 15), w którym jestem wykonawcą,
- Fundacji Aleksandra von Humboldta (Alexander von Humboldt-Foundation) w ramach projektu pt. „Light-matter-sound interaction and quantum optomechanical control of nanosystems” (rola wykonawcy),
- Narodowego Centrum Badań i Rozwoju oraz programu Unii Europejskiej „Horyzont 2020” (Grant Agreement nr 101017733) w ramach sieci QuantERA II — projekt MEEDGARD nr QUANTERAI/2/56/MEEDGARD/2024, w którym uczestniczyłem jako wykonawca,
- Narodowej Agencji Wymiany Akademickiej (NAWA) oraz Niemieckiej Centrali Wymiany Akademickiej (DAAD) w ramach projektu wymiany naukowej typu *center-to-center* (nr grantu 57754510) pt. „Dynamika spinowa oraz orbitalna w przestrzajalnych elektrycznie półprzewodnikowych sztucznych molekułach” (rola wykonawcy).

Spis wykorzystanej literatury

- [1] P. Michler, *Quantum Dots for Quantum Information Technologies* (Springer International Publishing, 2017).
- [2] R. C. Ashoori, Electrons in artificial atoms, *Nature* **379**, 413 (1996).
- [3] L. Jacak, P. Hawrylak, and A. Wójs, *Quantum Dots* (Springer-Verlag, 1998).
- [4] Y. Arakawa and M. J. Holmes, Progress in quantum-dot single photon sources for quantum information technologies: A broad spectrum overview, *Appl. Phys. Rev.* **7**, 021309 (2020).
- [5] Y. Berdnikov, P. Holewa, S. Kadkhodazadeh, J. M. Śmigiel, A. Sakanas, A. Frackowiak, K. Yvind, M. Syperek, and E. Semenova, Near-critical Stranski-Krastanov growth of InAs/InP quantum dots, *Sci. Rep.* **14**, 23697 (2024).
- [6] A. Cho and J. Arthur, Molecular beam epitaxy, *Prog. in Solid State Chem.* **10**, 157 (1975).
- [7] F. P. García de Arquer, D. V. Talapin, V. I. Klimov, Y. Arakawa, M. Bayer, and E. H. Sargent, Semiconductor quantum dots: Technological progress and future challenges, *Science* **373**, eaaz8541 (2021).
- [8] R. Hanson, L. P. Kouwenhoven, J. R. Petta, S. Tarucha, and L. M. K. Vandersypen, Spins in few-electron quantum dots, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 1217 (2007).
- [9] G. Burkard, T. D. Ladd, A. Pan, J. M. Nichol, and J. R. Petta, Semiconductor spin qubits, *Rev. Mod. Phys.* **95**, 025003 (2023).
- [10] S. F. C. da Silva, G. Undeutsch, B. Lehner, S. Manna, T. M. Krieger, M. Reindl, C. Schimpf, R. Trotta, and A. Rastelli, GaAs quantum dots grown by droplet etching epitaxy as quantum light sources, *Appl. Phys. Lett.* **119**, 120502 (2021).

- [11] A. Ulhaq, Q. Duan, E. Zallo, F. Ding, O. G. Schmidt, A. I. Tartakovskii, M. S. Skolnick, and E. A. Chekhovich, Vanishing electron g factor and long-lived nuclear spin polarization in weakly strained nanohole-filled GaAs/AlGaAs quantum dots, *Phys. Rev. B* **93**, 165306 (2016).
- [12] C. Schimpf, A. J. Garcia, Z. X. Koong, G. N. Nguyen, L. L. Niekamp, M. H. Appel, A. Hassanen, J. Waller, Y. Karli, S. F. Covre da Silva, J. Ritzmann, H.-G. Babin, A. D. Wieck, A. Pishchagin, W. Hease, N. Margaria, T.-H. Au, S. Boissier, M. Morassi, A. Lemaitre, P. Senellart, N. Somaschi, A. Ludwig, R. J. Warburton, M. Atatüre, A. Rastelli, M. Gawęczyk, and D. A. Gangloff, Optical and Magnetic Response by Design in GaAs quantum dots, *PRX Quantum* **6**, 040309 (2025).
- [13] M. H. Appel, A. Ghorbal, N. Shofer, L. Zaporski, S. Manna, S. F. C. da Silva, U. Haeusler, C. Le Gall, A. Rastelli, D. A. Gangloff, and M. Atatüre, A many-body quantum register for a spin qubit, *Nat. Phys.* **21**, 368 (2025).
- [14] T. H. Stievater, X. Li, D. G. Steel, D. Gammon, D. S. Katzer, D. Park, C. Piermarocchi, and L. J. Sham, Rabi Oscillations of Excitons in Single Quantum Dots, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 133603 (2001).
- [15] H. Kamada, H. Gotoh, J. Temmyo, T. Takagahara, and H. Ando, Exciton Rabi Oscillation in a Single Quantum Dot, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 246401 (2001).
- [16] S. Stuffer, P. Machnikowski, P. Ester, M. Bichler, V. M. Axt, T. Kuhn, and A. Zrenner, Two-photon Rabi oscillations in a single $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dot, *Phys. Rev. B* **73**, 125304 (2006).
- [17] P. Machnikowski, Theory of two-photon processes in quantum dots: Coherent evolution and phonon-induced dephasing, *Phys. Rev. B* **78**, 195320 (2008).
- [18] C.-M. Simon, T. Belhadj, B. Chatel, T. Amand, P. Renucci, A. Lemaitre, O. Krebs, P. A. Dalgarno, R. J. Warburton, X. Marie, and B. Urbaszek, Robust Quantum Dot Exciton Generation via Adiabatic Passage with Frequency-Swept Optical Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 166801 (2011).
- [19] T. Kaldewey, S. Lüker, A. V. Kuhlmann, S. R. Valentin, J.-M. Chauveau, A. Ludwig, A. D. Wieck, D. E. Reiter, T. Kuhn, and R. J. Warburton, Demonstrating the decoupling regime of the electron-phonon interaction in a quantum dot using chirped optical excitation, *Phys. Rev. B* **95**, 241306 (2017).

- [20] S. E. Thomas, M. Billard, N. Coste, S. C. Wein, Priya, H. Ollivier, O. Krebs, L. Tazaïrt, A. Harouri, A. Lemaitre, I. Sagnes, C. Anton, L. Lanco, N. Somaschi, J. C. Loredó, and P. Senellart, Bright Polarized Single-Photon Source Based on a Linear Dipole, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 233601 (2021).
- [21] T. K. Bracht, M. Cosacchi, T. Seidelmann, M. Cygorek, A. Vagov, V. M. Axt, T. Heindel, and D. E. Reiter, Swing-Up of Quantum Emitter Population Using Detuned Pulses, *PRX Quantum* **2**, 040354 (2021).
- [22] M. Vyvlecka, L. Jehle, C. Nawrath, F. Giorgino, M. Bozzio, R. Sittig, M. Jetter, S. L. Portalupi, P. Michler, and P. Walther, Robust excitation of C-band quantum dots for quantum communication, *Appl. Phys. Lett.* **123**, 174001 (2023).
- [23] C. H. Bennett and G. Brassard, Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing, in *Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing* (Bangalore, 1984) pp. 175–179.
- [24] A. K. Ekert, Quantum cryptography based on Bell’s theorem, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 661 (1991).
- [25] N. Sangouard, C. Simon, J. c. v. Minář, H. Zbinden, H. de Riedmatten, and N. Gisin, Long-distance entanglement distribution with single-photon sources, *Phys. Rev. A* **76**, 050301(R) (2007).
- [26] T. Gao, L. Rickert, F. Urban, J. Große, N. Srocka, S. Rodt, A. Musiał, K. Żołnacz, P. Mergo, K. Dybka, W. Urbanczyk, G. Sęk, S. Burger, S. Reitzenstein, and T. Heindel, A quantum key distribution testbed using a plug&play telecom-wavelength single-photon source, *Appl. Phys. Rev.* **9**, 011412 (2022).
- [27] R. Hafenbrak, S. M. Ulrich, P. Michler, L. Wang, A. Rastelli, and O. G. Schmidt, Triggered polarization-entangled photon pairs from a single quantum dot up to 30K, *New J. Phys.* **9**, 315 (2007).
- [28] J. Liu, R. Su, Y. Wei, B. Yao, S. F. C. d. Silva, Y. Yu, J. Iles-Smith, K. Srinivasan, A. Rastelli, J. Li, and X. Wang, A solid-state source of strongly entangled photon pairs with high brightness and indistinguishability, *Nat. Nanotechnol.* **14**, 586 (2019).

- [29] D. A. Vajner, L. Rickert, T. Gao, K. Kaymazlar, and T. Heindel, Quantum Communication Using Semiconductor Quantum Dots, *Adv. Quantum Technol.* **5**, 2100116 (2022).
- [30] P. Senellart, G. Solomon, and A. White, High-performance semiconductor quantum-dot single-photon sources, *Nat. Nanotechnol.* **12**, 1026 (2017).
- [31] A. Musiał, P. Holewa, P. Wyborski, M. Syperek, A. Kors, J. P. Reithmaier, G. Sęk, and M. Benyoucef, High-Purity Triggered Single-Photon Emission from Symmetric Single InAs/InP Quantum Dots around the telecom C-band Window, *Adv. Quant. Technol.* **3**, 1900082 (2020).
- [32] N. Tömm, A. Javadi, N. O. Antoniadis, D. Najer, M. C. Löbl, A. R. Korsch, R. Schott, S. R. Valentin, A. D. Wieck, A. Ludwig, and R. J. Warburton, A bright and fast source of coherent single photons, *Nat. Nanotechnol.* **16**, 399 (2021).
- [33] B. Sun, C. M. E. Chow, D. G. Steel, A. S. Bracker, D. Gammon, and L. J. Sham, Persistent Narrowing of Nuclear-Spin Fluctuations in InAs Quantum Dots Using Laser Excitation, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 187401 (2012).
- [34] G. Éthier-Majcher, D. Gangloff, R. Stockill, E. Clarke, M. Hugues, C. Le Gall, and M. Atatüre, Improving a Solid-State Qubit through an Engineered Mesoscopic Environment, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 130503 (2017).
- [35] D. M. Jackson, U. Haeusler, L. Zaporski, J. H. Bodey, N. Shofer, E. Clarke, M. Hugues, M. Atatüre, C. Le Gall, and D. A. Gangloff, Optimal Purification of a Spin Ensemble by Quantum-Algorithmic Feedback, *Phys. Rev. X* **12**, 031014 (2022).
- [36] G. N. Nguyen, C. Spinnler, M. R. Hogg, L. Zhai, A. Javadi, C. A. Schrader, M. Erbe, M. Wyss, J. Ritzmann, H.-G. Babin, A. D. Wieck, A. Ludwig, and R. J. Warburton, Enhanced Electron-Spin Coherence in a GaAs Quantum Emitter, *Phys. Rev. Lett.* **131**, 210805 (2023).
- [37] N. Shofer, L. Zaporski, M. Hayhurst Appel, S. Manna, S. Cobre da Silva, A. Ghorbal, U. Haeusler, A. Rastelli, C. Le Gall, M. Gawęczyk, M. Atatüre, and D. A. Gangloff, Tuning the Coherent Interaction of an Electron Qubit and a Nuclear Magnon, *Phys. Rev. X* **15**, 021004 (2025).

- [38] S. T. Yilmaz, P. Fallahi, and A. Imamoğlu, Quantum-Dot-Spin Single-Photon Interface, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 033601 (2010).
- [39] D. Press, T. D. Ladd, B. Zhang, and Y. Yamamoto, Complete quantum control of a single quantum dot spin using ultrafast optical pulses, *Nature* **456**, 218 (2008).
- [40] V. N. Golovach, A. Khaetskii, and D. Loss, Phonon-Induced Decay of the Electron Spin in Quantum Dots, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 016601 (2004).
- [41] A. Mielnik-Pyszcorski, K. Gawarecki, M. Gawęłczyk, and P. Machnikowski, Dominant role of the shear strain induced admixture in spin-flip processes in self-assembled quantum dots, *Phys. Rev. B* **97**, 245313 (2018).
- [42] M. V. Gustafsson, T. Aref, A. F. Kockum, M. K. Ekström, G. Johansson, and P. Delsing, Propagating phonons coupled to an artificial atom, *Science* **346**, 207 (2014).
- [43] R. Manenti, A. F. Kockum, A. Patterson, T. Behrle, J. Rahamim, G. Tancredi, F. Nori, and P. J. Leek, Circuit quantum acoustodynamics with surface acoustic waves, *Nat. Commun.* **8**, 975 (2017).
- [44] L. Li, X. Ruan, S.-L. Zhao, B.-J. Chen, G.-H. Liang, Y. Liu, C.-L. Deng, W.-P. Yuan, J.-C. Song, Z.-H. Liu, T.-M. Li, Y.-H. Shi, H. Zhang, M. Han, J.-M. Guo, X.-Y. Guo, Q. Zhao, J. Zhang, P. Song, X. Song, K. Xu, H. Fan, Y.-X. Liu, Z. Peng, Z. Xiang, and D. Zheng, Quantum acoustics with superconducting qubits in the multimode transition-coupling regime, *Phys. Rev. Appl.* **24**, 064064 (2025).
- [45] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics* (John Wiley & Sons, 2018).
- [46] P. Y. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors: Physics and Materials Properties* (Springer, 2010).
- [47] D. Ferry, *Semiconductors: Bonds and bands* (IOP Publishing Ltd, 2013).
- [48] S. L. Chuang, *Physics of Photonic Devices* (John Wiley & Sons, 2009).
- [49] L. Rayleigh, On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid, *Proc. London Math. Soc.* **s1-17**, 4 (1885).

- [50] H. Lamb, On Waves in an Elastic Plate, *Proc. R. Soc. Lond. A* **93**, 114 (1917).
- [51] D. A. Fuhrmann, S. M. Thon, H. Kim, D. Bouwmeester, P. M. Petroff, A. Wixforth, and H. J. Krenner, Dynamic modulation of photonic crystal nanocavities using gigahertz acoustic phonons, *Nat. Photonics* **5**, 605 (2011).
- [52] F. J. R. Schülein, E. Zallo, P. Atkinson, O. G. Schmidt, R. Trotta, A. Rastelli, A. Wixforth, and H. J. Krenner, Fourier synthesis of radiofrequency nanomechanical pulses with different shapes, *Nat. Nanotechnol.* **10**, 512 (2015).
- [53] M. Weiß, A. L. Hörner, E. Zallo, P. Atkinson, A. Rastelli, O. G. Schmidt, A. Wixforth, and H. J. Krenner, Multiharmonic Frequency-Chirped Transducers for Surface-Acoustic-Wave Optomechanics, *Phys. Rev. Appl.* **9**, 014004 (2018).
- [54] M. Weiß, D. Wigger, M. Nägele, K. Müller, J. J. Finley, T. Kuhn, P. Machnikowski, and H. J. Krenner, Optomechanical wave mixing by a single quantum dot, *Optica* **8**, 291 (2021).
- [55] M. Choquer, M. Weiß, E. D. S. Nysten, M. Lienhart, P. Machnikowski, D. Wigger, H. J. Krenner, and G. Moody, Quantum Control of Optically Active Artificial Atoms With Surface Acoustic Waves, *IEEE Trans. Quantum Eng.* **3**, 1 (2022).
- [56] H. J. Krenner, P. V. Santos, C. Westerhausen, G. Andersson, A. N. Cleland, H. Sellier, S. Takada, C. Bäuerle, D. Wigger, T. Kuhn, P. Machnikowski, M. Weiß, G. Moody, A. Hernández-Mínguez, S. Lazić, A. S. Kuznetsov, M. Küß, M. Albrecht, M. Weiler, J. Puebla, Y. Hwang, Y. Otani, K. C. Balram, I.-T. Chen, K. Lai, M. Li, G. R. Nash, E. D. S. Nysten, P. Bhattacharjee, H. Mishra, P. K. Iyer, H. B. Nemade, A. Khelif, S. Benchabane, G. Feng, Y. Jin, A. Bartasyte, S. Margueron, M. Marangolo, L. Thevenard, P. Rovillain, C. Gourdon, S. Hage-Ali, O. Elmazria, H. Schmidt, L. Y. Yeo, L. A. Ambattu, J. S. Jeon, D. Kwak, J. Rufo, S. Yang, and T. J. Huang, The 2026 guided acoustic waves roadmap, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **59**, 093001 (2026).
- [57] G. Kurizki, P. Bertet, Y. Kubo, K. Mølmer, D. Petrosyan, P. Rabl, and J. Schmiedmayer, Quantum technologies with hybrid systems, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **112**, 3866 (2015).
- [58] M. J. A. Schuetz, E. M. Kessler, G. Giedke, L. M. K. Vandersypen, M. D. Lukin, and J. I. Cirac, Universal Quantum Transducers Based on Surface Acoustic Waves, *Phys. Rev. X* **5**, 031031 (2015).

- [59] A. A. Clerk, K. W. Lehnert, P. Bertet, J. R. Petta, and Y. Nakamura, Hybrid quantum systems with circuit quantum electrodynamics, *Nat. Phys.* **16**, 257 (2020).
- [60] N. Lauk, N. Sinclair, S. Barzanjeh, J. P. Covey, M. Saffman, M. Spiropulu, and C. Simon, Perspectives on quantum transduction, *Quantum Sci. Technol.* **5**, 020501 (2020).
- [61] J. R. Dietz, B. Jiang, A. M. Day, S. A. Bhawe, and E. L. Hu, Spin-acoustic control of silicon vacancies in 4H silicon carbide, *Nat. Electron.* **6**, 739 (2023).
- [62] G. Clark, H. Raniwala, M. Koppa, K. Chen, A. Leenheer, M. Zimmermann, M. Dong, L. Li, Y. H. Wen, D. Dominguez, M. Trusheim, G. Gilbert, M. Eichenfield, and D. Englund, Nanoelectromechanical Control of Spin–Photon Interfaces in a Hybrid Quantum System on Chip, *Nano Lett.* **24**, 1316 (2024).
- [63] B. Jadot, P.-A. Mortemousque, E. Chanrion, V. Thiney, A. Ludwig, A. D. Wieck, M. Urdampilleta, C. Bäuerle, and T. Meunier, Distant spin entanglement via fast and coherent electron shuttling, *Nat. Nanotechnol.* **16**, 570 (2021).
- [64] B. A. Moores, L. R. Sletten, J. J. Viennot, and K. W. Lehnert, Cavity Quantum Acoustic Device in the Multimode Strong Coupling Regime, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 227701 (2018).
- [65] L. R. Sletten, B. A. Moores, J. J. Viennot, and K. W. Lehnert, Resolving Phonon Fock States in a Multimode Cavity with a Double-Slit Qubit, *Phys. Rev. X* **9**, 021056 (2019).
- [66] S. Lazić, A. Espinha, S. Pinilla Yanguas, C. Gibaja, F. Zamora, P. Ares, M. Chhowalla, W. S. Paz, J. J. P. Burgos, A. Hernández-Mínguez, P. V. Santos, and H. P. van der Meulen, Dynamically tuned non-classical light emission from atomic defects in hexagonal boron nitride, *Commun. Phys.* **2**, 113 (2019).
- [67] J. A. Preuss, D. Groll, R. Schmidt, T. Hahn, P. Machnikowski, R. Bratschitsch, T. Kuhn, S. M. de Vasconcellos, and D. Wigger, Resonant and phonon-assisted ultrafast coherent control of a single hBN color center, *Optica* **9**, 522 (2022).
- [68] D. Wigger, M. Weiß, M. Lienhart, K. Müller, J. J. Finley, T. Kuhn, H. J. Krenner, and P. Machnikowski, Resonance-fluorescence spectral dynamics of an acoustically modulated quantum dot, *Phys. Rev. Res.* **3**, 033197 (2021).

- [69] R. A. DeCrescent, Z. Wang, J. T. Bush, P. Imany, A. Kwiatkowski, D. V. Reddy, S. W. Nam, R. P. Mirin, and K. L. Silverman, Coherent dynamics in an optical quantum dot with phonons and photons, *Optica* **11**, 1526 (2024).
- [70] A.-L. Guo, X.-Y. Zhu, and Y. Ren, Surface acoustic waves-mediated transduction between quantum dot spin qubits using shortcuts to adiabaticity, *Phys. Lett. A* **561**, 131037 (2025).
- [71] Y. Zhan, Z. Wang, R. P. Mirin, K. L. Silverman, and S. Sun, Hybrid Acousto-Optical Double Dressing of a Two-Level System, *Phys. Rev. Lett.* **137**, 053602 (2026).
- [72] É. Dumur, K. J. Satzinger, G. A. Peairs, M.-H. Chou, A. Bienfait, H.-S. Chang, C. R. Conner, J. Grebel, R. G. Povey, Y. P. Zhong, and A. N. Cleland, Quantum communication with itinerant surface acoustic wave phonons, *npj Quantum Inf.* **7**, 173 (2021).
- [73] L. Pezzè, Entanglement-enhanced sensor networks, *Nat. Photonics* **15**, 74 (2021).
- [74] S.-S. Gu, S. Kohler, Y.-Q. Xu, R. Wu, S.-L. Jiang, S.-K. Ye, T. Lin, B.-C. Wang, H.-O. Li, G. Cao, and G.-P. Guo, Probing Two Driven Double Quantum Dots Strongly Coupled to a Cavity, *Phys. Rev. Lett.* **130**, 233602 (2023).
- [75] S. E. Thomas, L. Wagner, R. Joos, R. Sittig, C. Nawrath, P. Burdekin, I. M. de Buy Wenniger, M. J. Rasiah, T. Huber-Loyola, S. Sagona-Stophel, S. Höfling, M. Jetter, P. Michler, I. A. Walmsley, S. L. Portalupi, and P. M. Ledingham, Deterministic storage and retrieval of telecom light from a quantum dot single-photon source interfaced with an atomic quantum memory, *Sci. Adv.* **10**, eadi7346 (2024).
- [76] G. D. Mahan, *Many-Particle Physics (Physics of Solids and Liquids)* (Springer, 2000).
- [77] C. Spinnler, G. N. Nguyen, Y. Wang, L. Zhai, A. Javadi, M. Erbe, S. Scholz, A. D. Wieck, A. Ludwig, P. Lodahl, L. Midolo, and R. J. Warburton, A single-photon emitter coupled to a phononic-crystal resonator in the resolved-sideband regime, *Nat. Commun.* **15**, 9509 (2024).
- [78] H.-P. Breuer and F. Petruccione, *The Theory of Open Quantum Systems* (Oxford University Press, 2007).

- [79] M. Gawelczyk, *Dynamika i dekoherencja spinu w nanostrukturach półprzewodnikowych*, Rozprawa doktorska, Politechnika Wrocławska, Wrocław (2019).
- [80] A. G. Redfield, On the theory of relaxation processes, *IBM J. Res. Dev.* **1**, 19–31 (1957).
- [81] R. Alicki, M. Horodecki, P. Horodecki, and R. Horodecki, Dynamical description of quantum computing: Generic nonlocality of quantum noise, *Phys. Rev. A* **65**, 062101 (2002).
- [82] R. Alicki, M. Horodecki, P. Horodecki, R. Horodecki, L. Jacak, and P. Machnikowski, Optimal strategy for a single-qubit gate and the trade-off between opposite types of decoherence, *Phys. Rev. A* **70**, 010501(R) (2004).
- [83] K. Roszak, A. Grodecka, P. Machnikowski, and T. Kuhn, Phonon-induced decoherence for a quantum-dot spin qubit operated by Raman passage, *Phys. Rev. B* **71**, 195333 (2005).
- [84] T. K. Bracht, T. Seidelmann, Y. Karli, F. Kappe, V. Remesh, G. Weihs, V. M. Axt, and D. E. Reiter, Dressed-state analysis of two-color excitation schemes, *Phys. Rev. B* **107**, 035425 (2023).
- [85] Y. Karli, F. Kappe, V. Remesh, T. K. Bracht, J. Münzberg, S. Covre da Silva, T. Seidelmann, V. M. Axt, A. Rastelli, D. E. Reiter, and G. Weihs, SUPER Scheme in Action: Experimental Demonstration of Red-Detuned Excitation of a Quantum Emitter, *Nano Lett.* **22**, 6567 (2022).
- [86] K. Boos, F. Sbresny, S. K. Kim, M. Kremser, H. Riedl, F. W. Bopp, W. Rauhaus, B. Scaparra, K. D. Jöns, J. J. Finley, K. Müller, and L. Hanschke, Coherent Swing-Up Excitation for Semiconductor Quantum Dots, *Adv. Quantum Technol.* **7**, 2300359 (2024).
- [87] C. Piccinini, A. Rodek, A. A. Madigawa, A. Garcia, S. F. C. da Silva, M. A. Jacobsen, L. Vannucci, G. Weihs, A. Rastelli, V. Remesh, N. Gregersen, and B. Munkhbat, Exciton and biexciton preparation via coherent swing-up excitation in a GaAs quantum dot embedded in a micropillar cavity, *Phys. Rev. B* **114**, 105306 (2026).
- [88] C. G. Torun, M. Gökçe, T. K. Bracht, M. Isaza Monsalve, S. Benbouabdellah, Ö. O. Nacitarhan, M. E. Stucki, D. Bermeo Alvaro, M. L. Markham, T. Pregnolato,

- J. H. D. Munns, G. Pieplow, D. E. Reiter, and T. Schröder, SUPER and femtosecond spin-conserving coherent excitation of a tin-vacancy color center in diamond, *Nat. Commun.* **17**, 2154 (2026).
- [89] N. Heinisch, N. Köcher, D. Bauch, and S. Schumacher, Swing-up dynamics in quantum emitter cavity systems: Near ideal single photons and entangled photon pairs, *Phys. Rev. Res.* **6**, L012017 (2024).
- [90] Q. W. Richter, J. M. Kaspari, T. K. Bracht, L. Yatsenko, V. M. Axt, A. Rauschenbeutel, and D. E. Reiter, Few-photon SUPER: Quantum emitter inversion via two off-resonant photon modes, *Phys. Rev. Res.* **7**, 013079 (2025).
- [91] L. Vannucci and N. Gregersen, SUPER excitation of quantum emitters is a multi-photon process, *Opt. Express* **32**, 35381 (2024).
- [92] J. Kerber, L. Ostermann, V. Remesh, H. Ritsch, and A. Pal, Selective preparation of collective states in coupled quantum emitters using the SUPER excitation scheme, *Phys. Rev. Res.* **8**, 013179 (2026).
- [93] M. Feucker, R. Seguin, S. Rodt, A. Hoffmann, and D. Bimberg, Decay dynamics of neutral and charged excitonic complexes in single InAs/GaAs quantum dots, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 063116 (2008).
- [94] C. Heyn, C. Strelow, and W. Hansen, Excitonic lifetimes in single GaAs quantum dots fabricated by local droplet etching, *New J. Phys.* **14**, 053004 (2012).
- [95] B. U. Lehner, T. Seidelmann, G. Undeutsch, C. Schimpf, S. Manna, M. Gawęłczyk, S. F. Covre da Silva, X. Yuan, S. Stroj, D. E. Reiter, V. M. Axt, and A. Rastelli, Beyond the Four-Level Model: Dark and Hot States in Quantum Dots Degrade Photonic Entanglement, *Nano Lett.* **23**, 1409 (2023).
- [96] A. Maznev, K. J. Manke, K.-H. Lin, K. A. Nelson, C.-K. Sun, and J.-I. Chyi, Broadband terahertz ultrasonic transducer based on a laser-driven piezoelectric semiconductor superlattice, *Ultrasonics* **52**, 1 (2012).
- [97] P. Ruello and V. E. Gusev, Physical mechanisms of coherent acoustic phonons generation by ultrafast laser action, *Ultrasonics* **56**, 21 (2015).
- [98] A. Akimov, A. Scherbakov, D. Yakovlev, and M. Bayer, Picosecond acoustics in semiconductor optoelectronic nanostructures, *Ultrasonics* **56**, 122 (2015).

- [99] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, and J. Dalibard, Phase Modulation of Atomic de Broglie Waves, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4972 (1995).
- [100] B. Villa, A. J. Bennett, D. J. P. Ellis, J. P. Lee, J. Skiba-Szymanska, T. A. Mitchell, J. P. Griffiths, I. Farrer, D. A. Ritchie, C. J. B. Ford, and A. J. Shields, Surface acoustic wave modulation of a coherently driven quantum dot in a pillar microcavity, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 011103 (2017).
- [101] P. Imany, Z. Wang, R. A. DeCrescent, R. C. Boutelle, C. A. McDonald, T. Autry, S. Berweger, P. Kabos, S. W. Nam, R. P. Mirin, and K. L. Silverman, Quantum phase modulation with acoustic cavities and quantum dots, *Optica* **9**, 501 (2022).
- [102] D. Loss and D. P. DiVincenzo, Quantum computation with quantum dots, *Phys. Rev. A* **57**, 120 (1998).
- [103] M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, 1997).
- [104] D. A. Golter, T. Oo, M. Amezcua, I. Lekavicius, K. A. Stewart, and H. Wang, Coupling a Surface Acoustic Wave to an Electron Spin in Diamond via a Dark State, *Phys. Rev. X* **6**, 041060 (2016).
- [105] I. A. Merkulov, A. L. Efros, and M. Rosen, Electron spin relaxation by nuclei in semiconductor quantum dots, *Phys. Rev. B* **65**, 205309 (2002).
- [106] H. J. Krenner, M. Sabathil, E. C. Clark, A. Kress, D. Schuh, M. Bichler, G. Abstreiter, and J. J. Finley, Direct Observation of Controlled Coupling in an Individual Quantum Dot Molecule, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 057402 (2005).
- [107] F. Bopp, J. Schall, N. Bart, F. Vögl, C. Cullip, F. Sbresny, K. Boos, C. Thalacker, M. Lienhart, S. Rodt, D. Reuter, A. Ludwig, A. D. Wieck, S. Reitzenstein, K. Müller, and J. J. Finley, Coherent driving of direct and indirect excitons in a quantum dot molecule, *Phys. Rev. B* **107**, 165426 (2023).
- [108] C. Heyn, A. Küster, A. Ungeheuer, A. Gräfenstein, and W. Hansen, Excited-state indirect excitons in GaAs quantum dot molecules, *Phys. Rev. B* **96**, 085408 (2017).

- [109] M. Lienhart, K. Gawarecki, M. Stöcker, F. Bopp, C. Cullip, N. Akhlaq, C. Thallacker, J. Schall, S. Rodt, A. Ludwig, D. Reuter, S. Reitzenstein, K. Müller, P. Machnikowski, and J. J. Finley, Resonant and antiresonant exciton-phonon coupling in quantum dot molecules, *Phys. Rev. B* **112**, 235305 (2025).

Publikacje wchodzące w skład rozprawy

Prace tworzące cykl

W poniższym rozdziale znajdują się wszystkie artykuły wchodzące w skład niniejszej rozprawy. Mój wkład w ich powstanie został opisany w sekcji [Zakres rozprawy](#).

Artykuł pt. *Hybrid acousto-optical swing-up state control in a quantum dot* dotyczy deterministycznego przygotowania stanów ładunkowych w kropkach kwantowych i został omówiony w podrozdziale [Kontrola stanu ładunkowego przy użyciu akustooptycznego protokołu typu „swing-up”](#).

W preprincie zatytułowanym *Higher-harmonic acoustic control of laser-dressed quantum-dot states at sub-Rabi frequencies* rozszerzono opis akustooptycznej kontroli stanów ładunkowych na wyższe harmoniczne pola akustycznego. Całość streszczenia jest dostępna w podrozdziale [Kontrola emitera kwantowego przy pomocy wyższych harmonicznych pola akustycznego](#).

W artykule *Hybrid Acousto-Optical Spin Control in Quantum Dots*¹ omówionym w podrozdziale [Hybrydowa kontrola kubitów spinowych](#), zaproponowaliśmy metodę umożliwiającą obrót spinu za pomocą impulsów akustycznych połączonych z pobudzaniem optycznym oraz wyindukowanie efektywnego sprzężenia spin-fonon w układzie, w którym praktycznie ono nie występuje.

W ostatnim preprincie wchodzącym w skład tej listy, zatytułowanym *Fast universal parametric spin control in an acoustically modulated quantum dot* proponujemy inną metodę kontroli stanów spinowych elektronu w kropce kwantowej, która bardziej szczegółowo została opisana w podrozdziale [Parametryczna kontrola stanów spinowych elektronu w kropce kwantowej](#).

¹Reprinted with permission from M. Kuniej, P. Machnikowski, and M. Gawęlczyk, *Phys. Rev. Lett.* **136**, 046904 (2026). Copyright 2026 by the American Physical Society. <https://doi.org/10.1103/tbfh-t2q5>



Hybrid acousto-optical swing-up state control in a quantum dot



Mateusz Kuniej , Paweł Machnikowski & Michał Gawelczyk

State transfer between different quantum systems is key for successful quantum technologies. Over long distances, photons are irreplaceable, but on short ranges in miniaturized complex devices or hybrid systems, coupling via orders of magnitude shorter-wavelength acoustic waves has great potential. With interfaces to light, acoustic waves, and more, optically active quantum dots (QDs) are essential for multi-component systems. Here, we propose a hybrid acousto-optical method for non-resonant QD charge state control, extending the recent all-optical swing-up state preparation. We show that exciton and biexciton states, or other superpositions of charge states, can be prepared. Each field can act as a trigger, allowing for the implementation of either an optically gated acoustic control or the opposite scheme, where an optical pulse controls the transition during acoustic modulation. Thus, we introduce acoustic state control into a system that lacks direct acoustic coupling between the states. The method does not rely on pulse shaping and is expected to work with arbitrary pulse shapes as long as the optical dressing is performed quasi-adiabatically. Evaluating the phonon impact, we find an almost decoherence-free exciton preparation even at elevated temperatures with current QD and acoustic technology. This approach may also pave the way for optically controlled entanglement between emitters and acoustic modes, and further on-chip state transfer via quantum acoustic buses.

Quantum information science and engineering have at their disposal many specialized nanoscopic systems¹, and the success of the second quantum revolution will depend on the effective use of their combined and structured layouts. Thus, in addition to developing individual solid-state quantum systems, it becomes important to explore short- and long-distance coupling and state transmission between different types of them. For long-haul quantum transmission, flying qubits, photons, and their entangled pairs are a natural choice. On the other hand, for in-place quantum computation and data processing, quantum-enhanced sensing, or quantum memories and repeaters, a common coupling connecting all the involved systems is essential and can be provided by augmenting optical protocols with either acoustic waves or purely acoustically.

Recent years have brought phononic structures^{2,3} and coherent acoustic waves for quantum technologies. Surface acoustic waves with microwave frequencies are well established^{4,5} and methods for generating THz coherent acoustic waves were also developed^{6–9}. Acoustic waves have already found applications in radio signal processing, acousto-fluidics, life sciences, and biological and chemical sensors¹⁰. In quantum technologies, they have been used for spin-qubit control in color centers^{11,12}, shuttling electrons between gate-defined quantum dots (QDs)¹³, superconducting qubit-cavity coupling^{14,15}, and coherent control in van der Waals

materials^{3,16}. The naturally short acoustic wavelengths and universal mechanical coupling to all solid-state systems open the way to the miniaturization of future quantum devices¹⁰, especially multi-component quantum hybrid systems coupled via a universal acoustic quantum bus, and combining different degrees of freedom to realize quantum information transfer, processing, storage, communication, or quantum-enhanced detection^{17–19}.

Optically active semiconductor QDs are still at the forefront of platforms for quantum technologies. They offer extensive tunability of optical properties and cover a wide range of energy scales related to QD charge and spin qubits, with applications in quantum communication, metrology, and information processing^{20–22}. Above all, QDs can operate as very efficient and high-quality quantum emitters^{23,24}, creating polarization-entangled photon pairs^{20,25}. Consequently, due to their compatibility with light, microwaves, and mechanical waves, QDs represent an excellent component of hybrid systems^{18,26,27}. Although their coupling with deformations is limited to shifting state energies, i.e., phonons cannot create electron-hole pair excitations, such phenomena as optomechanical wave mixing or modulated resonance fluorescence have been studied^{28,29}.

Various methods are used to prepare charge states in QDs: resonant excitation^{30,31}, phonon-assisted schemes^{32,33}, adiabatic rapid passage^{34,35},

Institute of Theoretical Physics, Wrocław University of Science and Technology, Wrocław, 50-370, Poland. ✉e-mail: michal.gawelczyk@pwr.edu.pl

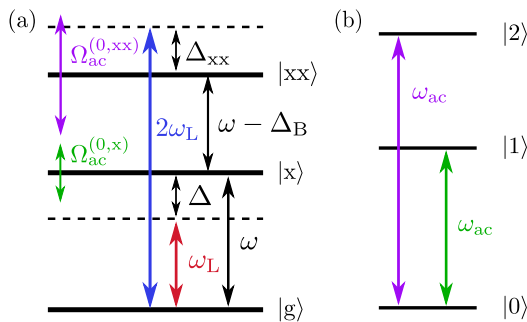


Fig. 1 | Schematic energy structure of the studied three-level system with external fields. a Ground $|g\rangle$ and two excited levels, $|x\rangle$ and $|xx\rangle$, corresponding to the exciton and biexciton in a QD. Acoustic modulation of the excited states is marked with green and violet arrows. Two optical driving cases are marked: $|x\rangle$ preparation (red arrow) and $|xx\rangle$ preparation (blue arrow); **b** Dressed-states picture with acoustic field frequencies tuned for $|g\rangle$ - $|x\rangle$ (green arrow) and $|g\rangle$ - $|xx\rangle$ (violet arrow) transitions.

two-photon excitation^{36,37}, or schemes using resonant component frequencies^{38,39}. However, each method has specific limitations, either needing spectral^{38,39} or polarization filtering⁴⁰ or being incoherent^{41,42}. Therefore, there is a long-standing demand for coherent non-resonant state preparation. Recently, a new approach has been proposed^{43–45} and realized^{46,47}. It involves two off-resonant optical pulses, which, due to their beating behavior, effectively modulate the system's eigenenergies, in turn leading to an excitation with a swing-up behavior. The method is innovative and promising, as it is non-resonant and provides unmatched quality of the state preparation.

Here, we extend the swing-up method to a hybrid acousto-optical state-control scheme, aiming to meet the demand for new off-resonant excitation schemes and overcome the natural limitation of the diagonal coupling of QDs to material deformations. We propose to leverage recent progress in acoustic control of quantum states and optical processes and directly modulate the detuning by exploiting the deformation-potential coupling of the QD-confined carriers with an acoustic wave. Our method engages phonons in state control, although they could not induce it independently. In addition to enabling optically gated acoustic control of a QD-defined qubit that normally lacks such transitions, this approach may pave the way for optically controlled entanglement between emitters and acoustic modes and for further state transfer, leading to acoustically connected multi-component devices. We describe this scheme theoretically and show that either optical or acoustic fields can be treated as the ones controlling the state evolution. By directly calculating the system evolution, we show how both the exciton and biexciton states can be deterministically prepared. The method does not rely on pulse shaping, and we expect it to work for any pulse shapes as long as optical dressing is quasi-adiabatic. In our considerations, we use basic shapes for the sake of simplicity and to obtain analytical results where possible. Starting with flat-top pulses, we present analytical expressions for the required acoustic field parameters. For more realistic Gaussian pulses, we show how to optimize the protocol around those estimated parameters to achieve full occupation of the desired state. Finally, we estimate the phonon-induced decoherence for two relevant types of epitaxial QDs: standard self-assembled (Stranski-Krastanov) InAs/GaAs dots and GaAs/AlGaAs QDs grown by droplet etching epitaxy⁴⁸. We find that our scheme is almost decoherence-free for GaAs/AlGaAs QDs even at elevated temperatures, even for the sub-THz acoustic regime. Further increasing the detuning (and consequently, the required acoustic field frequency) to the THz range can further improve the fidelity, which indicates the importance of developing THz acoustic technology.

In the following, we define the system and formulate its theoretical description, and then in the first part of the analysis, we work in a simplified model to gain some understanding and find approximate conditions for the

acoustic field needed to prepare the exciton. Then, we deal with biexciton preparation in the full model. Finally, we evaluate the fidelity of all prepared states.

System and its model

We consider a QD coupled to a linearly polarized laser detuned from the optical transitions of interest. According to the selection rules, an appropriate linear polarization allows for single-photon transitions from the empty dot ($|g\rangle$) to the selected exciton ($|x\rangle$) and from exciton to biexciton ($|xx\rangle$) states. The system thus has an effective three-level structure, as shown in Fig. 1a. The exciton energy is $\hbar\omega$. The biexciton state can be approximately described as a pair of excitons. Due to interactions, its energy is lower than $2\hbar\omega$ by the binding energy $\hbar\Delta_B$, for which we assume a typical value of 4 meV. The red and blue arrows mark the two detuned optical couplings: $|g\rangle$ - $|x\rangle$ and two-photon $|g\rangle$ - $|xx\rangle$. Additionally, the QD is modulated by an external acoustic field (green and violet arrows marking the modulation of the levels).

We will use two- and three-level system models, where the simpler one will provide us with some intuitive insight, while the final quantitative results will come from the three-level model. Let us start with two-level systems, where the acoustic field couples only to the exciton state. The Hamiltonian can be written as

$$H(t) = \hbar\omega|x\rangle\langle x| + \hbar\Omega_{ac}(t)|x\rangle\langle x| - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(t), \quad (1)$$

where $\mathbf{E}(t) = E_0(t)\cos(\omega_L t)$ is the classical optical field, $\mathbf{d}$ is the dipole moment operator describing the coupling to light. We assume $\langle g|\mathbf{d}|g\rangle = \langle x|\mathbf{d}|x\rangle = 0$. Further, $\Omega_{ac}(t) = \Omega_{ac}^{(0)}(t)\cos(\omega_{ac} t)$ is the acoustic field, with a slowly varying envelope $\Omega_{ac}^{(0)}(t)$. This Hamiltonian in the rotating wave approximation (RWA) and rotating frame takes the form

$$\begin{aligned} H(t) &= -\hbar\Delta|x\rangle\langle x| + \hbar\Omega_{ac}(t)|x\rangle\langle x| \\ &\quad + \frac{1}{2}\hbar\Omega_L^{(0)}(t)(|g\rangle\langle x| + \text{H.c.}) \\ &= H_0 + H_{ac}(t) + H_L(t), \end{aligned} \quad (2)$$

where $\Delta = \omega_L - \omega$ is the laser detuning.

In a three-level model including the biexciton state, $|xx\rangle$, the acoustic field modulates both excited states with different amplitudes due to different coupling strengths. There is no first-order (one-photon) optical coupling between the $|g\rangle$ and $|xx\rangle$ states, but they can be coupled by two-photon transitions. The three-level system Hamiltonian in the RWA (see Supplementary Note 1⁴⁹ for derivation) can be written in the form

$$\begin{aligned} H(t) &= -\hbar\Delta|x\rangle\langle x| - \hbar\Delta_{xx}|xx\rangle\langle xx| \\ &\quad + \frac{1}{2}\hbar\Omega_L^{(0)}(t)(|x\rangle\langle g| + |xx\rangle\langle x| + \text{H.c.}) \\ &\quad + \hbar\cos(\omega_{ac} t)(\Omega_{ac}^{(0,x)}(t)|x\rangle\langle x| + \Omega_{ac}^{(0,xx)}(t)|xx\rangle\langle xx|), \end{aligned} \quad (3)$$

where $\Omega_{ac}^{(0,x)}(t)$ and $\Omega_{ac}^{(0,xx)}(t)$ are the acoustic coupling amplitudes for the two excited states, and $\Delta_{xx} = 2\Delta + \Delta_B$ is the detuning from the two-photon transition to the $|xx\rangle$ state. With such definitions, negative Δ or Δ_{xx} means blue detuning, and the opposite sign means red detuning with respect to either one- or two-photon transition. To estimate the strength of the phonon-biexciton coupling, we assume the biexciton to be composed of two uncorrelated excitons. Then, we have

$$\langle xx|H_{ac}|xx\rangle \approx 2\langle x|H_{ac}|x\rangle, \quad (4)$$

where H_{ac} is the carrier-deformation coupling Hamiltonian, i.e., the biexciton state is modulated approximately twice as strongly as the exciton.

We aim at obtaining the evolution leading to the full occupation of the $|x\rangle$ [laser marked with the red arrow in Fig. 1a] or $|xx\rangle$ (blue arrow) state under off-resonant laser driving and with appropriately tuned acoustic

<https://doi.org/10.1038/s41534-025-01103-z>

Article

modulation. Thanks to sinusoidally varying detunings resulting from the acoustic modulation of both excited states' energies, we should obtain the swing-up behavior when the acoustic frequency matches the respective Rabi frequencies for the system driven by the laser alone, in analogy to the original swing-up concept⁴⁵. Those Rabi frequencies correspond to the splittings between the new eigenstates (dressed states) that one can use to describe the laser-driven system, schematically shown in Fig. 1b and discussed later. The two arrows show the acoustic frequencies that will lead to the occupation of the $|x\rangle$ (green arrow) and $|xx\rangle$ (violet) states.

In this and most of the next subsections, we will study the evolution of the closed system by directly solving the Liouville-von Neumann equation

$$\dot{\rho}(t) = -\frac{i}{\hbar} [H(t), \rho(t)], \quad (5)$$

where $\rho(t)$ is the density matrix, with the initial condition given by $\rho(t_0) = |g\rangle\langle g|$, i.e., the system is initially prepared in the ground state. The numerical solution of Eq. (5) gives us the exact evolution of a closed system. However, the prepared states undergo recombination, which may diminish their obtained occupation, and even in high-quality QD samples at low temperatures, carriers trapped in QDs couple to phonons, which can cause decoherence. We address these issues separately in the last subsection, where we account for recombination by solving the Lindblad equation

$$\begin{aligned} \dot{\rho}(t) = & -\frac{i}{\hbar} [H(t), \rho(t)] \\ & + \sum_{\mu=x,xx} \gamma_{\mu} \left(L_{\mu} \rho(t) L_{\mu}^{\dagger} - \frac{1}{2} \{ L_{\mu}^{\dagger} L_{\mu}, \rho(t) \} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

where $L_x = |g\rangle\langle x|$, $L_{xx} = |x\rangle\langle xx|$, γ_x and γ_{xx} are the exciton and biexciton recombination rates, and separately, we include the deformation-potential and piezoelectric charge-phonon couplings to study the decoherence due to the dynamical phonon reaction to the evolution of the system in a non-Markovian approach. In this way, we evaluate the achievable fidelity values for states prepared with the acousto-optical scheme.

Results

Two-level system: exciton preparation

While we will finally evaluate the state preparation fidelity in a three-level system for both $|x\rangle$ and $|xx\rangle$ states to keep it realistic, in this Section, we begin the analysis with a two-level system to provide some intuition and analytical estimates for the needed acoustic field characteristics.

Resonance condition for acousto-optical control. In the case of a two-level system described by the Hamiltonian (2), we can determine the conditions leading to the desired evolution analytically. To find the required acoustic field parameters, we first diagonalize the Hamiltonian $H_0 + H_L$, i.e., of the system coupled to the laser only. For slowly varying laser pulse envelopes, the transformation is performed at each point in time and yields

$$H_0 + H_L(t) = E_+(t)|+\rangle\langle +| + E_-(t)|-\rangle\langle -|, \quad (7)$$

where the time-dependent energy difference

$$E_+(t) - E_-(t) = \hbar \sqrt{\Delta^2 + \left[\Omega_L^{(0)}(t) \right]^2} \equiv \hbar \Omega_R(t) \quad (8)$$

is now the Rabi frequency of the system described in the instantaneous basis of states dressed by the light,

$$\begin{aligned} |+(t)\rangle &= \sin \frac{\theta(t)}{2} |g\rangle + \cos \frac{\theta(t)}{2} |x\rangle, \\ |-(t)\rangle &= \cos \frac{\theta(t)}{2} |g\rangle - \sin \frac{\theta(t)}{2} |x\rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

where the time-dependent mixing angle $\theta(t)$ is given by

$$\theta(t) = \tan^{-1} \left(\frac{\Omega_L^{(0)}(t)}{\Delta} \right). \quad (10)$$

The acoustic field Hamiltonian now takes the form

$$\begin{aligned} H_{ac}(t) = & \hbar \Omega_{ac}(t) \left(\sin^2 \frac{\theta(t)}{2} |+\rangle\langle +| + \cos^2 \frac{\theta(t)}{2} |-\rangle\langle -| \right) \\ & + \frac{1}{2} \hbar \Omega_{ac}(t) \sin \theta(t) (|+\rangle\langle -| + |-\rangle\langle +|). \end{aligned} \quad (11)$$

Having both diagonal and off-diagonal elements, H_{ac} leads to energy shifts

$$E_+(t) \rightarrow E_{+,ac}(t) = E_+(t) + \hbar \Omega_{ac}(t) \sin^2 \frac{\theta(t)}{2}, \quad (12a)$$

$$E_-(t) \rightarrow E_{-,ac}(t) = E_-(t) + \hbar \Omega_{ac}(t) \cos^2 \frac{\theta(t)}{2} \quad (12b)$$

and, more importantly, transitions between the dressed states. The evolution is thus driven by the off-diagonal terms $\propto \Omega_{ac}(t) \propto \exp(\pm i\omega_{ac}t)$. To obtain the resonance condition, the frequency ω_{ac} has to correspond to the energy difference between the dressed states. However, this difference depends on time and ω_{ac} itself, leading to a generally nontrivial criterion. To find a practically feasible condition, we neglect fast oscillations of the dressed states' energies and take their mean energy difference as in the original, all-optical swing-up protocol⁴⁵. The resonance condition is then given by

$$\omega_{ac}(t) = \Omega_R(t). \quad (13)$$

This condition will hold exactly for flat-top pulses when Ω_R is constant during the pulse plateau, while some additional optimization around this point will be needed for realistic, e.g., Gaussian pulses.

Acoustic control during optical driving. We can continue the fully analytical discussion for the case of flat-top pulses with the acoustic pulse shorter than the optical one. This situation also corresponds to quasi-continuous optical driving with an acoustic pulse that triggers evolution. We model flat-top pulse envelopes with

$$\Omega_{\eta}^{(0)}(t) = \frac{1}{2} A_{\eta} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{t - \sigma_{\eta}}{\kappa_{\eta}} \right) \operatorname{erf} \left(\frac{t + \sigma_{\eta}}{\kappa_{\eta}} \right) \right], \quad (14)$$

where A_{η} is the amplitude, for both optical ($\eta = L$) and acoustic ($\eta = ac$) fields. Such a pulse has a plateau of duration $\sim \sigma_{\eta}$ and the switching rate is controlled by the parameter κ .

The parameter space to explore is large. We choose to fix the laser amplitude A_L equal to the detuning Δ so that we do not enter a regime where the Rabi frequency is dominated by one of these parameters. Doing so, we avoid negligible detunings and situations corresponding to the trivial addition of laser and acoustic frequencies. Let $\hbar\Delta = 1.75$ meV, a typical value providing enough spectral separation between the laser and the transition in a QD. For such a case, the needed acoustic field frequency $\hbar\omega_{ac} \sim 2.474$ meV is in the range that is currently experimentally available⁴⁹. In this scenario, we want the optical pulse to be long enough for the acoustic one to operate during the optical plateau. We then have a fixed criterion for the acoustic frequency, $\omega_{ac} = \Omega_R = \sqrt{\Delta^2 + A_L^2}$. It is reasonable to assume that for the protocol to work properly, the acoustic pulse should be long enough for the energy of the oscillating states to average out, i.e., at least a few periods ($\tau_{ac} = 2\pi/\omega_{ac}$) of the acoustic oscillation (for most of the paper, we keep it $\geq 5\tau_{ac}$). We will, however, show that the method works even beyond that limit. Lastly, the optical dressing and undressing of states must be performed

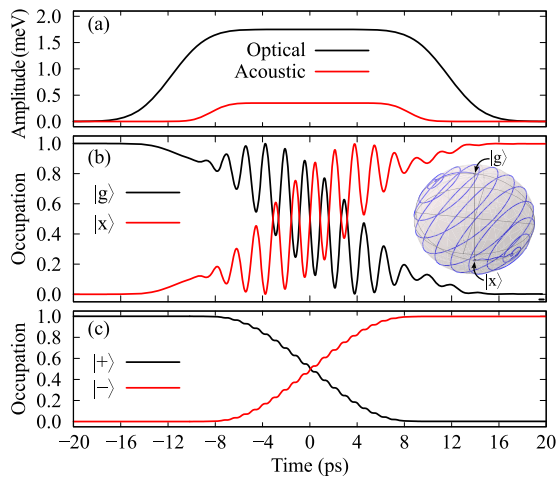


Fig. 2 | Optically gated acoustic control. Exciton preparation with quasi-continuous optical coupling and acoustic π -rotation control pulse: **a** envelopes of acoustic and optical pulses, **b** bare states occupations; inset shows state evolution on the Bloch sphere, **c** occupations of the dressed states. Parameters used: $\hbar\Delta = 1.75$ meV, $\hbar A_L = 1.75$ meV, $\sigma_L = 11.7$ ps, $\hbar A_{ac} = 0.35$ meV, $\sigma_{ac} = 8.36$ ps, $\hbar\omega_{ac} = 2.474$ meV, $\kappa_L = 3.34$ ps, and $\kappa_{ac} = 1.67$ ps.

quasi-adiabatically. We choose $\sigma_{ac} = 5\tau_{ac}$, $\kappa_L = 2\tau_{ac}$, $\kappa_{ac} = \tau_{ac}$ and $\sigma_L = 7\tau_{ac}$. The corresponding pulse envelopes are shown in Fig. 2a.

Now, we can fix the amplitude of the acoustic pulse. We want it to cause a π rotation in the dressed-state basis, from the $|+\rangle$ to the $|-\rangle$ state. If the entire acoustic pulse occurs during the plateau of the optical field envelope, we can analytically determine the required acoustic pulse amplitude. In such a situation, the mixing angle θ [Eq. (11)] is time-independent, and the effective driving amplitude is $\hbar A_{ac} \sin \theta/2$ [cf. Eq. (14)]. Thus, for a π rotation we need

$$A_{ac} = \frac{\pi}{\sigma_{ac} \sin \theta} = \frac{\pi}{\sigma_{ac}} \sqrt{1 + \frac{\Delta^2}{A_L^2}}, \quad (15)$$

which for our choice of $A_L = \Delta$ gives $A_{ac} = \sqrt{2}\pi/\sigma_{ac}$.

We show the result of a numerical simulation for such a pulse in Fig. 2b where the system initially prepared in the $|g\rangle$ state is completely transferred into the state $|x\rangle$. The inset shows the swing-up state evolution on the Bloch sphere. As mentioned, the acoustic field envelope satisfies the condition given in Eq. (15) and is switched on only during the optical pulse plateau, as shown in Fig. 2a. Thus, it acts only on the states that are already dressed by light, modulating the rotation axis of the qubit periodically. Figure 2c additionally presents the occupation of the dressed states during the evolution. As predicted, the transition is triggered only by the acoustic pulse, which completely transfers the occupation. During the switch-off process of the optical field, the state $|-\rangle$ quasi-adiabatically undresses to the excited state. Note that for the chosen parameters, we have the ratio $A_{ac}/\omega_{ac} \sim 0.1$, which corresponds to weak modulation under which no spectral shift of the QD transition is expected and less than 1% of emission will redistribute to the sidebands²⁹. We maintain this regime for most of the discussion in the paper.

Optically driven transition during acoustic modulation. For a more realistic simulation and to explore the case with the reversed role of the fields (optical pulse as a trigger), we now choose a continuous-wave

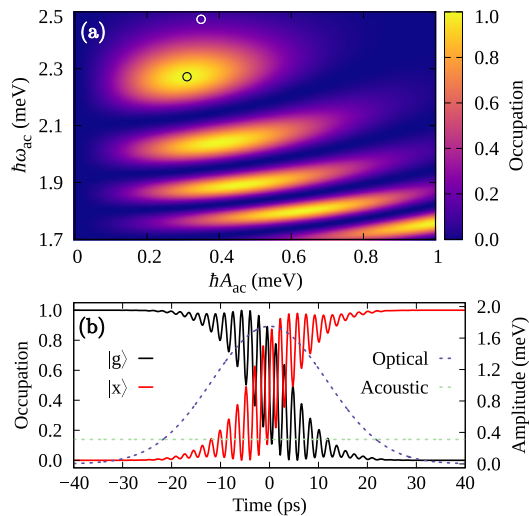


Fig. 3 | Acoustically gated optical control: exciton preparation. **a** Optimal acoustic-field parameters for exciton preparation. Occupation of the exciton state $|x\rangle$ as a function of acoustic field parameters for a Gaussian optical pulse ($\hbar\Delta = 1.75$ meV, $\hbar A_L = 1.75$ meV, $\sigma_L = 11.7$ ps) and constant envelope of acoustic driving. We mark a point corresponding to the maximum occupation (black circle) and a point given by analytical prediction [Eq. (13) and Eq. (15)] for flat-top pulses (white circle). **b** Evolution of bare states occupation in the two-level system (left axis) and external field amplitudes (right axis) for acoustic field parameters corresponding to the black circle in (a).

acoustic field and a Gaussian optical pulse,

$$\Omega_{ac}^{(0)} = A_{ac}, \quad \Omega_L^{(0)}(t) = A_L \exp\left(-\frac{t^2}{2\sigma_L^2}\right). \quad (16)$$

One should remember that the dressing and undressing procedure has to be adiabatic to fully invert the system occupation. Thus, the laser pulse cannot be too short. We maintain the parameters as in the previous subsection. This case has a far-reaching application potential, which may allow entangling QD states with an acoustic mode and further the transfer of a quantum state via an acoustic bus.

The evolution in this scenario is more complex, and some corrections to our analytical predictions from Eq. (13) and Eq. (15) are needed. Thus, we resort to numerical simulations in which we vary ω_{ac} and A_{ac} . We again choose $\sigma_L = 11.7$ ps to obtain approximately the same protocol duration. Fig. 3a shows the map of the resultant occupation of the state $|x\rangle$. We achieve a full π -rotation for $\hbar\omega_{ac} \approx 2.272$ meV and $\hbar A_{ac} \approx 0.311$ meV (black circle), which are relatively close in terms of the phonon energy and amplitude to those from Eq. (13) and Eq. (15) for flat-top pulses (white circle), and allow reasonable estimation of the needed parameters in the experiment. The small differences are mainly due to the overlap of the acoustic field with the periods of dressing and undressing of the states with the optical field, since the Gaussian optical pulse does not produce a constant energy splitting between the dressed states.

The other visible maxima in Fig. 3a correspond to $3\pi, 5\pi$, etc. rotations. The shift in the energy is once again caused by the impact of optical pulse tails overlapping with the acoustic field, which is more pronounced for stronger acoustic fields.

In Fig. 3b, we present the evolution of bare states occupation (solid lines) for the optimal ω_{ac} and A_{ac} from Fig. 3a, plotted together with the envelopes of the continuous-wave acoustic and Gaussian-pulsed optical fields (dashed lines). One may notice the typical swing-up behavior ending with full occupation inversion.

<https://doi.org/10.1038/s41534-025-01103-z>

Article

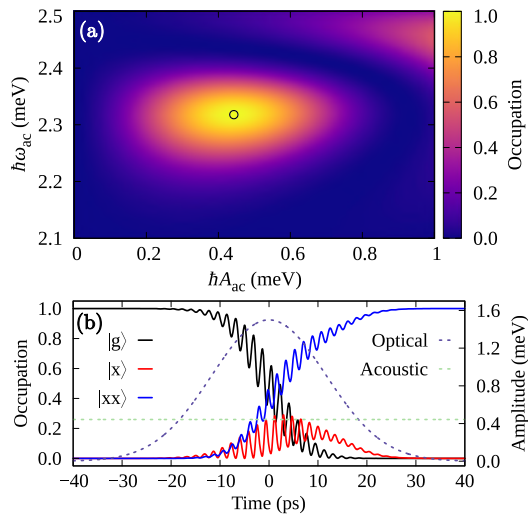


Fig. 4 | Biexciton preparation. **a** Occupation of the biexciton as a function of acoustic field parameters for a Gaussian optical pulse with ($\hbar\Delta_{xx} = -2.5$ meV, $\hbar A_L = 1.5$ meV, $\sigma_L = 11.7$ ps) and constant envelope of acoustic driving. The black circle marks the optimal parameters. **b** Evolution of state occupations in the three-level system (left axis) and external field amplitudes (right) for acoustic field parameters corresponding to the black circle in (a).

Three-level system and biexciton preparation

We now switch to a more realistic three-level model and focus on the biexciton preparation. We start our calculations with Eq. (3). Although there is no one-photon optical transition between the ground and biexciton states, we can construct an acousto-optical protocol that allows biexciton preparation, again in an analogy to the all-optical swing-up scheme⁴⁵. As previously, we diagonalize the Hamiltonian without the acoustic field, which gives

$$H(t) = E_0(t)|0\rangle\langle 0| + E_1(t)|1\rangle\langle 1| + E_2(t)|2\rangle\langle 2|. \quad (17)$$

written in the time-dependent dressed states

$$|n(t)\rangle = \sum_{k \in \{g, x, xx\}} a_{n,k}(t)|k\rangle, \quad (18)$$

with time-dependent coefficients $a_{n,k}(t)$ dependent on the optical field amplitude and the detuning.

Following a similar procedure as previously, we add the acoustic field Hamiltonian H_{ac} , which also modulates the biexciton state. Writing H_{ac} in the basis of the dressed states $|n(t)\rangle$ results again in energy shifts and driving due to the off-diagonal elements $\propto |n(t)\rangle\langle m(t)|$. The resonance condition leading to oscillations between a pair of dressed states is given by

$$\hbar\omega_{ac}^{(m \leftrightarrow n)}(t) = E_n(t) - E_m(t). \quad (19)$$

The new eigenstates of the three-level system are not easily analytically handled. Thus, we find the acoustic field parameters ω_{ac} and A_{ac} needed for the π -rotation, via numerical optimization.

We again consider a non-resonant Gaussian optical pulse during a constant acoustic driving [Eq. (16)]. In Fig. 4a, we scan the acoustic field frequency and amplitude to find the optimal parameters. The higher, $(2n+1)\pi$ rotations this time occur for significantly larger acoustic field amplitudes than in the exciton preparation protocol, and we do not show them here. The optimal parameters marked with the black circle are $\hbar\omega_{ac} = 2.318$ meV, and $\hbar A_{ac} = 0.443$ meV. We choose $\Delta_{xx} = -2.5$ meV, and $\hbar A_L = 1.5$ meV, which do not fully correspond to the parameters studied for

the two-level system, but the frequency of the acoustic field remains similar to that in the previous section. In this case, the acoustic field amplitude matches the one we needed to prepare the exciton state, but the energy scale differs. The absence of resonant optical coupling between the ground and biexciton states and coupling of both these states to $|x\rangle$ results in lower splitting of the corresponding dressed states and thus lower Rabi frequency. The obtained evolution of state occupations is shown in Fig. 4b (solid lines), again together with the pulse envelopes (dashed lines), where a perfect swing-up preparation of the biexciton state is achieved with only a transient occupation of the exciton state during the optical pulse.

Phonon-induced decoherence

The evolution of a real system differs from the idealized one studied above. First, there is the obvious impact of the radiative recombination from the exciton and biexciton states, which forces one to prepare the state in a period much shorter than the recombination time. This limits the maximal post-pulse occupation produced by the protocol, for which we account by solving Eq. (6). A more subtle effect arises due to the presence of a phonon environment. As both exciton and biexciton states couple to deformations, phonons can dynamically react to the evolution of charge states in a QD⁵⁰. This reaction creates system-bath entanglement and, consequently, leads to the decoherence of QD states. This process is non-Markovian and requires careful treatment. Calculations in the 4th-order correlation expansion⁴⁴, path-integral method⁵¹, and tensor-network approaches^{52,53} showed that this decoherence can be particularly strong when the relevant evolution frequency falls in the range of strong phonon response. In our study, we maintain the acoustic frequency within the range of weak to moderate phonon response, which enables us to safely work in the second-order Born approximation. We estimate the fidelity F of the prepared states by calculating the post-protocol difference in density matrices between unperturbed evolution and one that includes phonon response. For this, we follow the approach from ref. 50, which we outline in the “Methods” section with more standard derivations provided in Supplementary Note 2⁴⁹.

To relate our study to existing and application-relevant platforms, we consider two types of semiconductor QDs: standard self-assembled InAs/GaAs QDs and GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As QDs grown by droplet etching epitaxy⁴⁸. Details of the calculation and QD modeling are given in the “Methods” section. We calculate the post-pulse occupation of the desired state and fidelity for the cases of exciton and biexciton preparation with Gaussian optical pulses during continuous-wave acoustic modulation, which is the case more prone to non-idealities due to temporal overlaps between acoustic modulation and the (un)dressing of states with light.

First, in Fig. 5a, we show the post-pulse occupation of the prepared states as a function of the pulse duration found by numerically solving Eq. (6) that accounts for recombination. As expected, shortening the pulse is generally favorable. However, it turns out that it can be shortened even below a few periods of acoustic modulation, which we had previously assumed to be a safe limit, down to the point of single acoustic cycles, below which the method no longer works. We mark $\sigma_L = 11.7$ ps, which is maintained throughout most of the discussion in the paper, with a vertical dashed line, while dotted lines indicate the values we found to be optimal. It can be noticed that, characterized by slower recombination, InAs QDs enable the use of longer pulses while still achieving high occupations. Next, we analyze the fidelity of the prepared states (with respect to a pure state with a given occupation of the desired state), as shown in Fig. 5b, again versus the pulse duration. Here, we observe that much higher fidelities are achievable for GaAs QDs, which we explain further on, with arbitrarily high $|x\rangle$ state fidelity for short enough pulses.

Due to the predicted significantly better fidelity for GaAs QDs, we explore their case further by calculating fidelity over ranges of temperature and detuning, while keeping the sub-optimal pulse length of 11.7 ps (see Supplementary Note 3⁴⁹ for more results for InAs QDs). The results are presented in Fig. 6a and Fig. 6b for exciton and biexciton preparation, respectively. In all the cases, we generally observe higher fidelity for higher absolute detuning values. Additionally, the temperature has a crucial

<https://doi.org/10.1038/s41534-025-01103-z>

Article

impact, with highly preserved fidelity up to $T \sim 100$ K for the exciton and $T \sim 50$ K for the biexciton. However, for specific ranges of detunings, a rapid decrease in fidelity is noticeable. For $\Delta > 0$, this is simply caused by the strong carrier-phonon interaction in the low detuning range, while for $\Delta < 0$, this drop is caused by the mixing of the dressed states, producing similar energy differences between the desired and unwanted transitions. Additionally, the phonon-induced decoherence still has a significant impact here.

The strength of decoherence can be understood based on its physical origin, which stems from the dynamical phonon response to the evolution of charges (polaron formation), thereby entangling the system with its environment. One can decompose this evolution into contributions with different frequencies, which is described by the nonlinear spectral function $S(\omega)$ (see

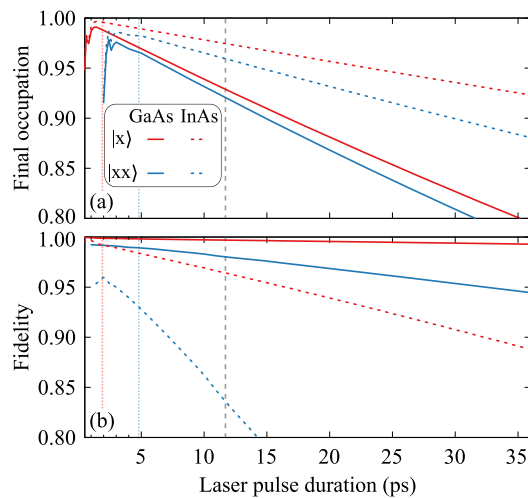


Fig. 5 | Impact of laser pulse duration. **a** Maximal post-pulse occupation of the desired state and **b** the fidelity of this final state calculated as a function of the laser pulse duration σ_L . Solid (dashed) lines correspond to GaAs (InAs) QDs; red (blue) lines are for the exciton (biexciton) state. Recombination times used: $\tau_x^{(\text{GaAs})} = 0.426$ ns, $\tau_{xx}^{(\text{GaAs})} = 0.39$ ns⁶⁴, $\tau_x^{(\text{InAs})} = 1.22$ ns, $\tau_{xx}^{(\text{InAs})} = 0.76$ ns⁶⁵. The vertical dashed line marks $\sigma_L = 11.7$ ps, while the pale red (blue) vertical dotted line marks the optimal value for the $|x\rangle$ ($|xx\rangle$) state.

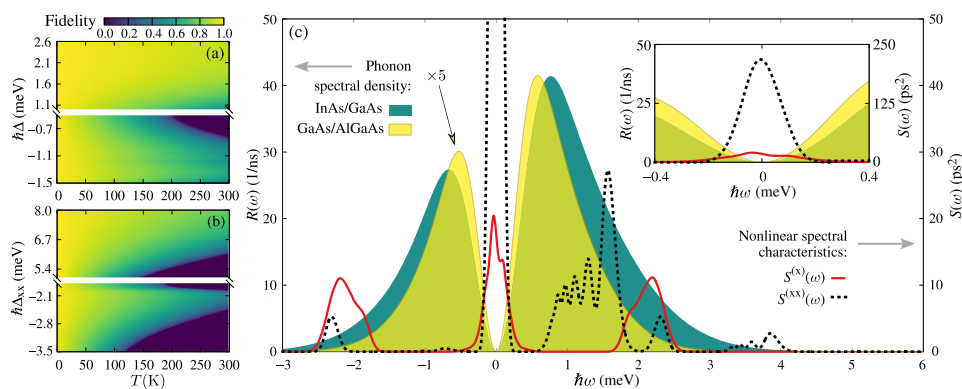


Fig. 6 | State preparation fidelity and decoherence source. Fidelity of the protocol as a function of the detuning and temperature for GaAs/AlGaAs QDs for **a** exciton preparation, **b** biexciton preparation; **c** Spectral functions calculated for $T = 20$ K. The solid red and dotted black lines are nonlinear spectral characteristics $S(\omega)$ calculated for exciton and biexciton preparation, respectively. Teal- and yellow-

Supplementary Note 2³⁹ for a formal definition). Phonons can respond only at a limited range of frequencies, and their frequency-dependent response strength is described with spectral density $R(\omega)$ (see Supplementary Note 2³⁹ again), which also depends on the geometry of confined charge states. The loss of fidelity is given by the overlap between those two spectral functions. We present them in Fig. 6c. The spectral densities for the two kinds of QDs are plotted with filled curves for $T = 20$ K, and $S(\omega)$ is shown for both exciton (solid red line) and biexciton (dotted black line) preparation. One may notice multiple peaks over a wide range of frequencies (energy), with a much richer $S(\omega)$ spectrum for the biexciton preparation protocol. The multiple peaks in the range from 0.75 meV to 2 meV correspond to the transitions between exciton and biexciton states during the evolution. Phonon spectral densities strongly depend on the QD geometry, and $R(\omega)$ is much wider and higher for small InAs/GaAs QDs compared to the large-volume GaAs/AlGaAs QDs. Thus, it covers a larger set of frequencies present in the system evolution, lowering the value of the fidelity. The broadening of $S(\omega)$ peaks around $\omega = 0$ comes from the finite duration of the laser pulse, while the rest of the visible peaks can be assigned to the characteristic frequencies of the unitary evolution of the states and the acoustic field frequency. In particular, the peaks around $\hbar\omega \approx \pm 2$ meV correspond to the optical Rabi frequency between dressed states, to which we tune the acoustic field frequency. The peak around $\hbar\omega \approx 4$ meV agrees with the detuning of the exciton state during the preparation of the biexciton.

Note that by properly choosing the detuning, we avoid overlapping the main evolution frequencies with the maxima of $R(\omega)$, which would lead to significant dephasing that we have checked to be reproduced even in our 2nd-order formalism (not shown), in agreement with less approximate methods applied to the all-optical case^{44,51–53}. Thus, one way to even further increase fidelity may be to blueshift the evolution frequencies more. This requires higher laser detuning and, therefore, higher acoustic frequencies, which emphasizes the importance of developing THz acoustic technology.

Finally, we leverage the observation made when analyzing Fig. 5, and use the uncovered optimal laser pulse durations of $\sigma_L = 1.9$ ps and 4.8 ps for preparing the exciton and biexciton, respectively. The calculated temperature dependence of achievable fidelities is shown in the left part of Table 1. In all the cases, we find a very high quality of the prepared states at low temperatures. For InAs/GaAs QDs, we may notice a deterioration with increasing temperature due to a significant increase in phonon occupations. GaAs/AlGaAs QDs show excellent fidelity values at cryogenic temperatures for both exciton and biexciton preparation, and even fidelity exceeding 92.8% at room temperature for exciton preparation. However, this result only considers the evolution of the three-level system and the resultant

<https://doi.org/10.1038/s41534-025-01103-z>

Article

Table 1 | Fidelity of prepared states

T (K)	Proposed acousto-optical				Resonant/two-photon			
	x⟩ fidelity (%)		xx⟩ fidelity (%)		x⟩ fidelity (%)		xx⟩ fidelity (%)	
	GaAs	InAs	GaAs	InAs	GaAs	InAs	GaAs	InAs
1	99.91	99.35	99.18	93.93	99.92	99.71	99.78	98.46
4	99.88	99.20	98.94	93.03	99.86	99.47	99.52	97.64
10	99.76	98.67	98.23	89.53	99.68	98.81	98.93	95.65
20	99.53	97.57	96.90	82.16	99.36	97.67	97.91	91.99
77	98.22	90.66	88.69		97.55	90.79	91.82	66.72
300	92.86	55.50	43.36		90.08	56.28	62.49	

Left part of the table shows the fidelity of the exciton |x⟩ and biexciton |xx⟩ states prepared with our method using Gaussian optical pulses and continuous-wave acoustic modulation, calculated for GaAs/AlGaAs and InAs/GaAs QDs at different temperatures. All calculations are done within the three-level model for optimal laser pulse durations of $\sigma_L = 1.9$ ps and 4.8 ps for the |x⟩ and |xx⟩ states, respectively. For comparison, the right part of the table shows results obtained for resonant (exciton) and two-photon (biexciton) preparation schemes simulated with the same optical pulse duration as used for our method.

phonon impact (upper bound to the fidelity). We thus present the room-temperature results in gray to emphasize their limited reliability, as thermal excitations to higher orbital states play a significant role in the evolution at such elevated temperatures, especially in large-volume GaAs QDs⁵⁴.

The right part of Table 1 shows the fidelity calculated for the standard optical methods that can be considered as a reference: resonant excitation of the exciton and two-photon excitation of the biexciton. In all cases, we use the same pulse duration as in simulations of our method to ensure direct comparability of the results. It is worth noting that in most cases, our scheme performs comparably or even better than the reference methods, while being strongly non-resonant. Overall, for an appropriately selected detuning, our protocol itself proves to be almost decoherence-free in terms of dynamical phonon-induced effects, in agreement with recent findings for the all-optical implementation^{44,55}.

Discussion

We have proposed a new hybrid acousto-optical method for the preparation of exciton and biexciton states and general charge state control in quantum emitters like semiconductor QDs. The method extends the recently introduced swing-up scheme, for which an all-optical implementation was originally proposed. Here, we propose to use the acoustic field to directly modulate the detuning in resonance with the Rabi frequency under off-resonant optical driving and show that it leads to the desired coherent qubit evolution. Our scheme is suitable for both positive and negative detunings, with the primary limitation being the availability of the required acoustic field frequencies. We thus highlight the potential advantage of developing coherent acoustic fields in the THz range. In agreement with similar evaluations for the all-optical implementation, we have found that the scheme can be almost phonon decoherence-free even at elevated temperatures.

We have shown the method to work in the weak modulation regime, in which the central spectral QD line remains unshifted and retains more than 99% of the total weight, and only a fraction of the emission is redistributed into sidebands²⁹. Thus, any impact on, e.g., photon indistinguishability can be mitigated by standard filtering or post-selection techniques, especially given large modulation frequencies. On the other hand, sufficiently strong modulation could be used to dynamically detune the QD from, e.g., a cavity resonance⁵⁶, to temporarily suppress recombination, similarly to what has been exploited in the all-optical swing-up method with strong optical pulses^{55,57}.

The proposed hybrid scheme offers a novel off-resonant excitation and charge qubit control method for quantum dots, which does not rely on pulse shaping. More importantly, it also enables acoustic state control when using the acoustic field as a trigger during a longer period of optical driving, even though the system lacks direct acoustic coupling between the charge states. The opposite scheme, i.e., the optical pulse during continuous-wave acoustic

modulation, in the longer term, opens a path to producing optically controlled entanglement between the emitter and a quantum acoustic mode and further to state transfer via an acoustic bus, laying the foundations for future acoustically coupled multi-component quantum devices.

Methods

Phonon-induced decoherence in the three-level model of a QD

In Supplementary Note 2⁴⁹, we provide standard derivations of all required equations to model the phonon-induced decoherence of a charge qubit. Here, we summarize the most important part and provide the material parameters used for numerical simulations.

The loss of the fidelity for a system coupled to the phonon bath can be written as^{50,58}

$$F^2 = 1 - \int d\omega S(\omega)R(\omega), \quad (20)$$

where $S(\omega)$ and $R(\omega)$ are the nonlinear spectral characteristic and spectral density of the reservoir, respectively. For carrier-phonon interaction, we use the standard independent boson model with the interaction Hamiltonian $V = S \otimes R$, where⁵⁹

$$S = |x\rangle\langle x| + 2|xx\rangle\langle xx|, \quad (21)$$

and

$$R = \sum_{k,\lambda} F(k) \left(b_{k,\lambda} + b_{-k,\lambda}^\dagger \right), \quad (22)$$

where $F(k) = F(-k)$. Here $b_{k,\lambda}$ and $b_{k,\lambda}^\dagger$ are the annihilation and creation operators for phonons in a mode labeled by k and branch (polarization) λ with three values, LA, TA1, TA2 corresponding to longitudinal, and two transverse acoustic branches.

The corresponding spectral density $R(\omega)$ is given by

$$R(\omega) = \frac{\mathcal{V}n(\omega) + 1}{(2\pi)^3 \hbar^2} \sum_{\lambda} \int_{\mathbb{R}^3} d^3k |g_{k,\lambda}|^2 \delta(|\omega| - \omega_{k,\lambda}), \quad (23)$$

where $\mathcal{V}$ is the phonon mode normalization volume, $n(\omega)$ is the Bose-Einstein distribution, and the coupling $g_{k,\lambda}$ between phonons and an electron-hole pair

$$g_{k,\lambda} = g_{k,\lambda}^{(e,DP)} + g_{k,\lambda}^{(e,PE)} + g_{k,\lambda}^{(h,DP)} + g_{k,\lambda}^{(h,PE)} \quad (24)$$

contains couplings by piezoelectric effect (PE) and deformation potential. We also assume linear phonon dispersion $\omega_{k,\lambda} = c_\lambda k$, where c_λ is the sound velocity in the material. The coupling constants can be written as

$$g_{k,\lambda}^{(e/h,DP)} = a_{c/v} \sqrt{\frac{\hbar k}{2d\mathcal{V}c_\lambda}} \mathcal{F}_{e/h}(k) \delta_{\lambda,LA}, \quad (25a)$$

$$g_{k,\lambda}^{(e/h,PE)} = \pm i \frac{ee_{14}}{\epsilon_0 \epsilon_r} \sqrt{\frac{\hbar}{2d\mathcal{V}\omega_{k,\lambda}}} M_\lambda(\hat{k}) \mathcal{F}_{e/h}(k), \quad (25b)$$

where

$$\mathcal{F}_{e/h}(k) = \int_{\mathbb{R}^3} d^3r \Psi_{e/h}^*(r) \Psi_{e/h}(r) e^{ik \cdot r} \quad (26)$$

is the form factor that contains all information about the system via the electron/hole ground-state wave functions $\Psi_{e/h}(r)$, and $M_\lambda(\hat{k})$ is a function that depends on the orientation of the phonon wave vector⁶⁰,

$$M_\lambda(\hat{k}) = 2\hat{k}_x \hat{k}_y (\hat{e}_{k,\lambda})_z + \text{c.p.} \quad (27)$$

<https://doi.org/10.1038/s41534-025-01103-z>

Article

Table 2 | Parameters used in calculations

QDs	a_c (eV)	a_v (eV)	d (kg/m ³)	c_{LA} (m/s)	e_{14} (C/m ²)	ϵ_r	l_p (nm)	l_z (nm)
InAs	−7.17	−1.16	5350	4730	−0.16	12.9	6	2
GaAs	−6.56	−0.29	4698	5530	−0.145	11.4	9	3

Material parameters from refs. 61–63 and structural parameters used to calculate phonon spectral densities. For the AlGaAs barrier, linear interpolation between AlAs and GaAs is used. Material parameters refer to the barrier materials, as we consider bulk phonons.

where $\hat{e}_{k,\lambda}$ is the unit polarization vector for the phonon wave vector $\mathbf{k}$ with polarization λ , and $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/k$.

For a QD, we assume standard Gaussian wave functions

$$\Psi_{e/h}(\mathbf{r}) = (2\pi)^{-3/2} \frac{1}{l_z l_p^2} \exp\left(-\frac{z^2}{2l_z^2} - \frac{\rho^2}{2l_p^2}\right), \quad (28)$$

where $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, and l_z and l_p are the out-of-plane and in-plane extensions. We assume stronger hole localization compared to the electron, i.e., $l_i^{(h)} = 0.8l_i^{(e)}$. The material parameters used to calculate phonon spectral densities are shown in Table 2.

Data availability

The datasets generated during this study and used to produce the figures are publicly available in RepOD at <https://doi.org/10.18150/ESZTAE>.

Received: 18 November 2024; Accepted: 25 August 2025;

Published online: 14 October 2025

References

- Alfieri, A., Anantharaman, S. B., Zhang, H. & Jariwala, D. Nanomaterials for quantum information science and engineering. *Adv. Mater.* **35**, 2109621 (2023).
- Roth, N. & Goodwin, A. L. Tuning electronic and phononic states with hidden order in disordered crystals. *Nat. Commun.* **14**, 4328 (2023).
- Preuss, J. A. et al. Resonant and phonon-assisted ultrafast coherent control of a single hBN color center. *Optica* **9**, 522–531 (2022).
- Choquer, M. et al. Quantum control of optically active artificial atoms with surface acoustic waves. *IEEE Trans. Quantum Eng.* **3**, 1–17 (2022).
- Wang, L. et al. High performance 33.7 GHz surface acoustic wave nanotransducers based on AlScN/diamond/Si layered structures. *Appl. Phys. Lett.* **113**, 093503 (2018).
- Maznev, A. et al. Broadband terahertz ultrasonic transducer based on a laser-driven piezoelectric semiconductor superlattice. *Ultrasonics* **52**, 1–4 (2012).
- Barajas-Aguilar, A. H. et al. Electrically driven amplification of terahertz acoustic waves in graphene. *Nat. Commun.* **15**, 2550 (2024).
- Akimov, A., Scherbakov, A., Yakovlev, D. & Bayer, M. Picosecond acoustics in semiconductor optoelectronic nanostructures. *Ultrasonics* **56**, 122–128 (2015).
- Ruello, P. & Gusev, V. E. Physical mechanisms of coherent acoustic phonons generation by ultrafast laser action. *Ultrasonics* **56**, 21–35 (2015).
- Delsing, P. et al. The 2019 surface acoustic waves roadmap. *J. Phys. D Appl. Phys.* **52**, 353001 (2019).
- Clark, G. et al. Nanoelectromechanical control of spin-photon interfaces in a hybrid quantum system on chip. *Nano Lett.* **24**, 1316–1323 (2024).
- Dietz, J. R., Jiang, B., Day, A. M., Bhawe, S. A. & Hu, E. L. Spin-acoustic control of silicon vacancies in 4H silicon carbide. *Nat. Electron.* **6**, 739–745 (2023).

- Jadot, B. et al. Distant spin entanglement via fast and coherent electron shuttling. *Nat. Nanotechnol.* **16**, 570–575 (2021).
- Moore, B. A., Sletten, L. R., Vienne, J. J. & Lehnert, K. W. Cavity quantum acoustic device in the multimode strong coupling regime. *Phys. Rev. Lett.* **120**, 227701 (2018).
- Sletten, L. R., Moore, B. A., Vienne, J. J. & Lehnert, K. W. Resolving phonon Fock states in a multimode cavity with a double-slit qubit. *Phys. Rev. X* **9**, 021056 (2019).
- Lazić, S. et al. Dynamically tuned non-classical light emission from atomic defects in hexagonal boron nitride. *Commun. Phys.* **2**, 113 (2019).
- Pezzè, L. Entanglement-enhanced sensor networks. *Nat. Photonics* **15**, 74–76 (2021).
- Gu, S.-S. et al. Probing two driven double quantum dots strongly coupled to a cavity. *Phys. Rev. Lett.* **130**, 233602 (2023).
- Thomas, S. E. et al. Deterministic storage and retrieval of telecom light from a quantum dot single-photon source interfaced with an atomic quantum memory. *Sci. Adv.* **10**, eadi7346 (2024).
- Vajner, D. A., Rickert, L., Gao, T., Kaymazlar, K. & Heindel, T. Quantum communication using semiconductor quantum dots. *Adv. Quantum Technol.* **5**, 2100116 (2022).
- Michler, P. *Quantum Dots for Quantum Information Technologies* Vol. 237 (Springer, 2017).
- Benyoussef, M. & Musial, A. *Telecom Wavelengths InP-Based Quantum Dots for Quantum Communication* (John Wiley & Sons, Ltd, 2023).
- Kim, T. et al. Efficient and stable blue quantum dot light-emitting diode. *Nature* **586**, 385–389 (2020).
- Meng, T. et al. Ultrahigh-resolution quantum-dot light-emitting diodes. *Nat. Photonics* **16**, 297–303 (2022).
- Hafenbrak, R. et al. Triggered polarization-entangled photon pairs from a single quantum dot up to 30K. *New J. Phys.* **9**, 315 (2007).
- Clerk, A. A., Lehnert, K. W., Bertet, P., Petta, J. R. & Nakamura, Y. Hybrid quantum systems with circuit quantum electrodynamics. *Nat. Phys.* **16**, 257–267 (2020).
- Kim, C. W., Nichol, J. M., Jordan, A. N. & Franco, I. Analog quantum simulation of the dynamics of open quantum systems with quantum dots and microelectronic circuits. *PRX Quantum* **3**, 040308 (2022).
- Wei, M. et al. Optomechanical wave mixing by a single quantum dot. *Optica* **8**, 291–300 (2021).
- Wigger, D. et al. Resonance-fluorescence spectral dynamics of an acoustically modulated quantum dot. *Phys. Rev. Res.* **3**, 033197 (2021).
- Stievater, T. H. et al. Rabi oscillations of excitons in single quantum dots. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 133603 (2001).
- Kamada, H., Gotoh, H., Temmyo, J., Takagahara, T. & Ando, H. Exciton Rabi oscillation in a single quantum dot. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 246401 (2001).
- Thomas, S. E. et al. Bright polarized single-photon source based on a linear dipole. *Phys. Rev. Lett.* **126**, 233601 (2021).
- Vytlecka, M. et al. Robust excitation of C-band quantum dots for quantum communication. *Appl. Phys. Lett.* **123**, 174001 (2023).
- Simon, C.-M. et al. Robust quantum dot exciton generation via adiabatic passage with frequency-swept optical pulses. *Phys. Rev. Lett.* **106**, 166801 (2011).
- Kaldewey, T. et al. Demonstrating the decoupling regime of the electron-phonon interaction in a quantum dot using chirped optical excitation. *Phys. Rev. B* **95**, 241306 (2017).
- Stufler, S. et al. Two-photon Rabi oscillations in a single In_xGa_{1-x}As/GaAs quantum dot. *Phys. Rev. B* **73**, 125304 (2006).
- Machnikowski, P. Theory of two-photon processes in quantum dots: coherent evolution and phonon-induced dephasing. *Phys. Rev. B* **78**, 195320 (2008).
- He, Y.-M. et al. Coherently driving a single quantum two-level system with dichromatic laser pulses. *Nat. Phys.* **15**, 941–946 (2019).

<https://doi.org/10.1038/s41534-025-01103-z>

Article

39. Koong, Z. X. et al. Coherent dynamics in quantum emitters under dichromatic excitation. *Phys. Rev. Lett.* **126**, 047403 (2021).
40. Matthiesen, C., Vamivakas, A. N. & Atatüre, M. Subnatural linewidth single photons from a quantum dot. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 093602 (2012).
41. Ardelt, P.-L. et al. Dissipative preparation of the exciton and biexciton in self-assembled quantum dots on picosecond time scales. *Phys. Rev. B* **90**, 241404 (2014).
42. Barth, A. M. et al. Fast and selective phonon-assisted state preparation of a quantum dot by adiabatic undressing. *Phys. Rev. B* **94**, 045306 (2016).
43. Bracht, T. K. et al. Swing-up of quantum emitter population using detuned pulses. *PRX Quantum* **2**, 040354 (2021).
44. Bracht, T. K., Seidelmann, T., Kuhn, T., Axt, V. M. & Reiter, D. E. Phonon wave packet emission during state preparation of a semiconductor quantum dot using different schemes. *Phys. Status Solidi B* **259**, 2100649 (2022).
45. Bracht, T. K. et al. Dressed-state analysis of two-color excitation schemes. *Phys. Rev. B* **107**, 035425 (2023).
46. Kari, Y. et al. Super scheme in action: experimental demonstration of red-detuned excitation of a quantum emitter. *Nano Lett.* **22**, 6567–6572 (2022).
47. Boos, K. et al. Coherent swing-up excitation for semiconductor quantum dots. *Adv. Quantum Technol.* **7**, 2300359 (2024).
48. da Silva, S. F. C. et al. GaAs quantum dots grown by droplet etching epitaxy as quantum light sources. *Appl. Phys. Lett.* **119**, 120502 (2021).
49. See Supplemental Material for additional derivations and details of calculations.
50. Roszak, K., Grodecka, A., Machnikowski, P. & Kuhn, T. Phonon-induced decoherence for a quantum-dot spin qubit operated by Raman passage. *Phys. Rev. B* **71**, 195333 (2005).
51. Vagov, A., Croitoru, M. D., Glässl, M., Axt, V. M. & Kuhn, T. Real-time path integrals for quantum dots: Quantum dissipative dynamics with superohmic environment coupling. *Phys. Rev. B* **83**, 094303 (2011).
52. Cygorek, M. et al. Simulation of open quantum systems by automated compression of arbitrary environments. *Nat. Phys.* **18**, 662–668 (2022).
53. Strathearn, A., Kirton, P., Kilda, D., Keeling, J. & Lovett, B. W. Efficient non-Markovian quantum dynamics using time-evolving matrix product operators. *Nat. Commun.* **9**, 3322 (2018).
54. Lehner, B. U. et al. Beyond the four-level model: dark and hot states in quantum dots degrade photonic entanglement. *Nano Lett.* **23**, 1409–1415 (2023).
55. Bracht, T. K., Cygorek, M., Seidelmann, T., Axt, V. M. & Reiter, D. E. Temperature-independent almost perfect photon entanglement from quantum dots via the super scheme. *Opt. Quantum* **1**, 103–107 (2023).
56. Wigger, D., Czerniuk, T., Reiter, D. E., Bayer, M. & Kuhn, T. Systematic study of the influence of coherent phonon wave packets on the lasing properties of a quantum dot ensemble. *New J. Phys.* **19**, 073001 (2017).
57. Heinisch, N., Köcher, N., Bauch, D. & Schumacher, S. Swing-up dynamics in quantum emitter cavity systems: near ideal single photons and entangled photon pairs. *Phys. Rev. Res.* **6**, L012017 (2024).
58. Kawa, K., Kuhn, T. & Machnikowski, P. Coherence limitations in the optical control of the singlet-triplet qubit in a quantum dot molecule. *Phys. Rev. B* **106**, 125308 (2022).
59. Gawarecki, K. et al. Dephasing in the adiabatic rapid passage in quantum dots: role of phonon-assisted biexciton generation. *Phys. Rev. B* **86**, 235301 (2012).
60. Mahan, G. D. *Many-Particle Physics (Physics of Solids and Liquids)* (Springer, 2000).
61. Tse, G. et al. Non-linear piezoelectricity in zinc blende GaAs and InAs semiconductors. *J. Appl. Phys.* **114**, 073515 (2013).
62. Levinshtein, M., Rumyantsev, S., Shur, M. & Scientific, W. *Handbook Series on Semiconductor Parameters: Ternary and quaternary III-V compounds* EBL-Schweitzer (World Scientific Publishing Company, 1999).
63. Vurgaftman, I., Meyer, J. R. & Ram-Mohan, L. R. Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. *J. Appl. Phys.* **89**, 5815–5875 (2001).
64. Heyn, C., Strelow, C. & Hansen, W. Excitonic lifetimes in single GaAs quantum dots fabricated by local droplet etching. *New J. Phys.* **14**, 053004 (2012).
65. Feucker, M., Seguin, R., Rodt, S., Hoffmann, A. & Bimberg, D. Decay dynamics of neutral and charged excitonic complexes in single InAs/GaAs quantum dots. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 063116 (2008).
66. Kuniej, M., Machnikowski, P. & Gawelczyk, M. Hybrid acousto-optical swing-up state control in a quantum dot. RepOD, V1 <https://doi.org/10.18150/ESZTAE> (2025).

Acknowledgements

M.K. acknowledges the support by Grant No. 2023/49/N/ST3/03931 from the National Science Centre (Poland). M.G. acknowledges the financing of the MEEDGARD project funded within the QuantERA II Program that has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation program under Grant Agreement No. 101017733 and the National Centre for Research and Development, Poland—project No. QUANTERAII/2/56/MEEDGARD/2024.

Author contributions

M.G. conceived the model with input from P.M. All authors contributed to methodology. M.K. carried out analytical and numerical calculations under the guidance of M.G. M.K. prepared the first draft of the manuscript. M.G. and P.M. supervised the project. All authors discussed the results and contributed to the manuscript.

Competing interests

The authors declare no competing financial or non-financial interests.

Additional information

Supplementary information The online version contains supplementary material available at <https://doi.org/10.1038/s41534-025-01103-z>.

Correspondence and requests for materials should be addressed to Michał Gawelczyk.

Reprints and permissions information is available at <http://www.nature.com/reprints>

Publisher's note Springer Nature remains neutral with regard to jurisdictional claims in published maps and institutional affiliations.

Open Access This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License, which permits use, sharing, adaptation, distribution and reproduction in any medium or format, as long as you give appropriate credit to the original author(s) and the source, provide a link to the Creative Commons licence, and indicate if changes were made. The images or other third party material in this article are included in the article's Creative Commons licence, unless indicated otherwise in a credit line to the material. If material is not included in the article's Creative Commons licence and your intended use is not permitted by statutory regulation or exceeds the permitted use, you will need to obtain permission directly from the copyright holder. To view a copy of this licence, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>.

© The Author(s) 2025

Supplementary Information to “Hybrid acousto-optical swing-up state control in a quantum dot”

Mateusz Kuniej , Paweł Machnikowski , and Michał Gawęlczyk 

Institute of Theoretical Physics, Wrocław University of Science and Technology, 50-370 Wrocław, Poland

In this Supplementary Information, we provide derivations of the standard rotating wave approximation adopted for our system, describe the details of fidelity calculations, and present additional results on phonon-induced decoherence.

I. Supplementary Note 1: Rotating wave approximation in a three-level model of a quantum dot

We consider a three-level system with the ground level $|g\rangle$ and two excited states $|x\rangle$ and $|xx\rangle$. Let the $\hbar\omega$ be the transition energy between $|g\rangle$ and $|x\rangle$ states, and $\hbar\omega - \hbar\Delta_B$ between the $|x\rangle$ and $|xx\rangle$. Then, the Hamiltonian can be written as

$$H_0 = \hbar\omega |x\rangle\langle x| + \hbar(2\omega - \Delta_B) |xx\rangle\langle xx|. \quad (1)$$

Let the QD interact with an external optical field with frequency ω_L . In the dipole approximation, the interaction Hamiltonian can be expressed as

$$H_{\text{int}}(t) = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(t), \quad (2)$$

where $\mathbf{d}$ is the dipole moment operator. Assuming no diagonal coupling between laser and QD states and appropriate linear polarization of the optical field, we can write the full Hamiltonian $H_0 + H_{\text{int}}$ in the form

$$H(t) = \hbar\omega |x\rangle\langle x| + \hbar(2\omega - \Delta_B) |xx\rangle\langle xx| + \hbar\Omega_L(t) (|x\rangle\langle g| + |x\rangle\langle xx| + \text{H.c.}), \quad (3)$$

where $\Omega_L(t) = \Omega_L^{(0)}(t) \cos(\omega_L t)$ is a classical optical field. Next, we perform a unitary transformation to a rotating frame with $U(t) = e^{S(t)}$ given by

$$S(t) = i\omega_L t |x\rangle\langle x| + 2i\omega_L t |xx\rangle\langle xx|. \quad (4)$$

The transformed Hamiltonian is

$$\tilde{H}(t) = U(t)H(t)U^\dagger(t) + i\hbar\dot{U}(t)U^\dagger(t), \quad (5)$$

which gives

$$\begin{aligned} \tilde{H}(t) = & \hbar(\omega - \omega_L) |x\rangle\langle x| + \hbar(2\omega - 2\omega_L - \Delta_B) |xx\rangle\langle xx| \\ & + \frac{1}{2}\hbar\Omega_L^{(0)}(t) (e^{i\omega_L t} + e^{-i\omega_L t}) \\ & \times (e^{i\omega_L t} |x\rangle\langle g| + e^{-i\omega_L t} |x\rangle\langle xx| + \text{H.c.}). \end{aligned} \quad (6)$$

In the rotating wave approximation (RWA), the terms $\propto \exp(\pm 2i\omega_L t)$ are neglected due to fast oscillating behavior. The difference $\omega_L - \omega = \Delta$ is the detuning of the optical field from the $|g\rangle$ - $|x\rangle$ transition, and $2\omega_L - (2\omega - \Delta_B) = 2\Delta + \Delta_B$ is the detuning from the two-photon $|g\rangle$ - $|xx\rangle$ transition. Finally, the Hamiltonian in the dipole and RWA approximations reads

$$\begin{aligned} \tilde{H}(t) = & -\hbar\Delta |x\rangle\langle x| - \hbar(2\Delta + \Delta_B) |xx\rangle\langle xx| \\ & + \frac{1}{2}\hbar\Omega_L^{(0)}(t) (|x\rangle\langle g| + |x\rangle\langle xx| + \text{H.c.}). \end{aligned} \quad (7)$$

II. Supplementary Note 2: Fidelity calculation

Here, to find the fidelity of the prepared state, we follow the approach from Supplementary Reference [1]. Let the isolated carrier subsystem be described by the Hamiltonian $H_S = \sum_i E_i |i\rangle\langle i|$. In the non-perturbed case, the unitary evolution of the entire system composed of the studied subsystem and its phonon bath is given by

$$U_0(t) = U(t) \otimes e^{-iH_{\text{ph}}t/\hbar}, \quad (8)$$

where $U(t) = \exp(-iH_S t/\hbar)$ is the unitary evolution operator of the carrier subsystem in the absence of the carrier-phonon interaction and H_{ph} is the free phonon Hamiltonian. The interaction between carriers and phonons can always be written in the general form

$$V = \sum_{nm} S_{nm} \otimes R_{nm}, \quad (9)$$

where $S_{nm} = |n\rangle\langle m|$ acts in the Hilbert space of the carrier subsystem and

$$R_{nm} = \sum_{\mathbf{k}, \lambda} F_{nm}(\mathbf{k}) (b_{\mathbf{k}, \lambda} + b_{-\mathbf{k}, \lambda}^\dagger) \quad (10)$$

acts only on the phonon environment with the coupling functions $F_{nm}(\mathbf{k}) = F_{mn}(-\mathbf{k})$. Here $b_{\mathbf{k}, \lambda}$ and $b_{\mathbf{k}, \lambda}^\dagger$ are the annihilation and creation operators for phonons in a mode labeled by $\mathbf{k}$ and branch (polarization) λ with three values, LA, TA1, TA2, corresponding to longitudinal and two transverse acoustic branches.

We assume that the system is initially in a product state

$$\varrho(t_0) = \rho_0 \otimes \rho_R, \quad (11)$$

where ϱ is the full density matrix, $\rho_0 = |\psi_0\rangle\langle\psi_0|$ is the initial density matrix of the carrier system, and ρ_R is the phonon density matrix in thermal equilibrium.

The evolution of the full density matrix $\varrho(t)$ is given by the Liouville-von Neumann equation

$$\dot{\varrho}(t) = -\frac{i}{\hbar} [H_S + H_{\text{ph}} + V, \varrho(t)]. \quad (12)$$

We are interested in the evolution of the reduced density matrix of the carrier subsystem, $\rho(t) = \text{Tr}_R \varrho(t)$, where Tr_R is the trace over the environmental degrees of freedom. We assume that the influence of the environment is weak so that the reduced density matrix has the form

$$\rho(t) = \rho^{(0)}(t) + \Delta\rho(t), \quad (13)$$

where $\Delta\rho(t)$ is the phonon-induced correction to the unperturbed evolution $\rho^{(0)}(t) = U_0(t)\rho_0 U_0^\dagger(t)$. To quantify the quality of preparation of the given carrier state, we use the fidelity, which measures the overlap between final ($t \rightarrow \infty$) states with and without perturbation. It is given by the scalar product of the unperturbed and perturbed density matrices,

$$F^2 = \text{Tr} \rho^{(0)}(\infty) \rho(\infty) = \langle \psi_0 | U_0^\dagger(\infty) \rho(\infty) U_0(\infty) | \psi_0 \rangle = 1 + \langle \psi_0 | \Delta\tilde{\rho}(\infty) | \psi_0 \rangle, \quad (14)$$

where $\Delta\tilde{\rho}(\infty)$ is the perturbation in the interaction picture at the end of the protocol, and it is calculated in the second-order Born approximation,

$$\Delta\tilde{\rho}(t) = -\frac{1}{\hbar^2} \int_{t_0}^t d\tau \int_{t_0}^\tau d\tau' \text{Tr}_R [\tilde{V}(\tau), [\tilde{V}(\tau'), \varrho(t_0)]], \quad (15)$$

where $\tilde{V}(\tau)$ is V written in the interaction picture. At this stage, it is convenient to introduce two types of spectral functions. The first is the spectral density of the reservoir

$$R_{ijkl}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle R_{ij}(t) R_{kl} \rangle e^{i\omega t}, \quad (16)$$

where the operator $R_{ij}(t)$ is transformed into the interaction picture. The second spectral function is the nonlinear spectral characteristic, defined as

$$S_{ijkl}(\omega) = \sum_n \langle \psi_0 | Y_{ij}^\dagger(\omega) | \psi_n \rangle \langle \psi_n | Y_{kl}(\omega) | \psi_0 \rangle, \quad (17)$$

where the set of vectors $|\psi_n\rangle$ spans the space orthogonal to the initial state. The functions $Y_{ij}(\omega)$ are defined as

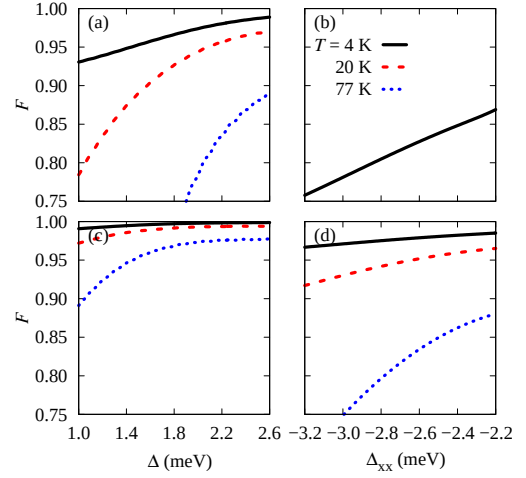
$$Y_{ij}(\omega) = \int_{t_0}^t d\tau S_{ij}(\tau) e^{-i\omega\tau}, \quad (18)$$

where $S_{ij}(t) = U_0^\dagger(t) S_{ij} U_0(t)$. Using the above equations, the fidelity can be written in the form

$$F^2 = 1 - \sum_{ijkl} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega R_{ijkl}(\omega) S_{ijkl}(\omega). \quad (19)$$

III. Supplementary Note 3: Phonon induced decoherence in quantum dots

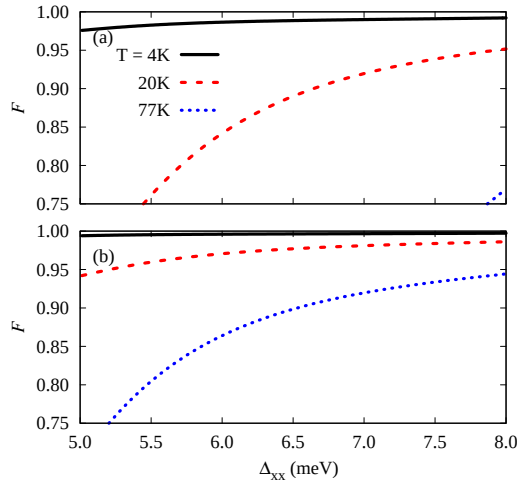
We can study the dependence of achievable fidelity on laser detuning with the results for three selected temperatures shown in Supplementary Figure 1. Panels (a, b) correspond to GaAs QDs and (c, d) to InAs QDs. Results for exciton and biexciton preparation are shown on the left (a, c) and right (b, d), respectively. The fidelity of preparing the exciton state behaves as one could predict. As the detuning increases, the overlap between spectral functions decreases because the evolution is driven by higher frequencies (the detuning range corresponds to ω_{ac} between 1.29 and 3.36 meV), for which the phonon response is weaker; thus, the fidelity increases. The temperature increases the number of phonons that entangle with the qubit,



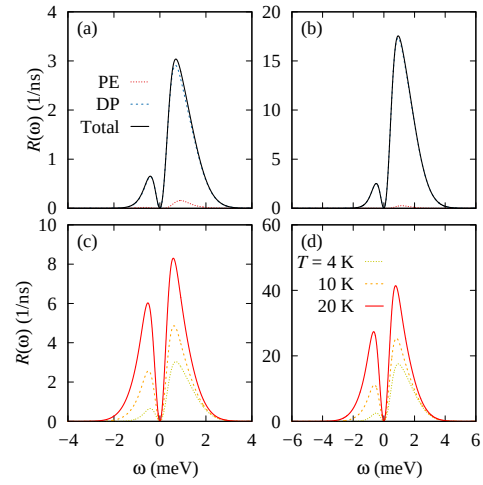
Supplementary Figure 1. Achievable fidelity as a function of the laser detuning. The top row corresponds to InAs/GaAs QDs, and the bottom row corresponds to GaAs/AlGaAs QDs. The left column stands for the exciton preparation, and the right column for the biexciton case.

increasing the protocol error. In the case of the biexciton preparation (the detuning range corresponds to ω_{ac} between 2.91 and 2.07 meV), one of the main transition frequencies in the evolution is the one between dressed exciton and biexciton states. Thus, increasing the absolute value of the detuning causes this transition energy to decrease, increasing the overlap between spectral functions. On the other hand, decreasing the absolute value of this detuning below 2.2 meV causes difficulties due to the mixing of the exciton and biexciton states.

As shown in Supplementary Figure 1, the fidelity of the biexciton state preparation is significantly lower than for the exciton case for the sub-THz phonon frequencies studied here. We perform additional simulations to show that our biexciton state preparation can achieve a very high fidelity even at the liquid nitrogen temperature when terahertz acoustic frequencies are used. In Supplementary Figure 2, we show the fidelity for larger detunings corresponding to driving with acoustic fields with the phonon energy in the 5.8–8.2 meV range. In this case, we predict a significant increase in the fidelity for both types of QDs. For InAs QDs [Supplementary Figure 2(a)] it exceeds 95% at $T = 20$ K, and 75% at $T = 77$ K (fidelity can be further increased, increasing the detuning), while at lower detunings [Supplementary Figure 1] the phonon impact was even beyond the perturbative regime. For GaAs QDs [Supplementary Figure 2(b)], we observe a qualitatively similar behavior of the fidelity as previously, but with even higher values. At $T = 4$ K, the biexciton preparation is almost decoherence-free ($F > 99.7\%$), and at higher temperatures, we also find significantly improved fidelity compared to the sub-THz acoustic modulation.



Supplementary Figure 2. Achievable fidelity of the biexciton state preparation as a function of the laser detuning. The top row corresponds to InAs/GaAs QDs, and the bottom row corresponds to GaAs/AlGaAs QDs. The range of needed acoustic field energies is from 5.8 meV to 8.2 meV.



Supplementary Figure 3. Phonon spectral densities: (a) Contribution of piezoelectric effect (PE), deformation potential (DP), and total spectral density for GaAs/AlGaAs QDs calculated at $T = 4$ K, (b) the same as (a) but for InAs/GaAs QDs, (c) Temperature dependence for GaAs/AlGaAs QDs, (d) Temperature dependence for InAs/GaAs QDs.

Phonon spectral densities

Spectral densities for the two types of studied QDs and the contributions of PE and DP couplings at a low temperature of 4 K are shown in Supplementary Figure 3(a) and Supplementary Figure 3(b). The temperature dependence is presented in Supplementary Figure 3(c) and Supplementary Figure 3(d).

-
- [1] K. Roszak, A. Grodecka, P. Machnikowski, and T. Kuhn, Phonon-induced decoherence for a quantum-dot spin qubit operated by raman passage, *Phys. Rev. B* **71**, 195333 (2005).

Higher-harmonic acoustic control of laser-dressed quantum-dot states at sub-Rabi frequencies

Mateusz Kuniej , Paweł Machnikowski , and Michał Gawęlczyk 

Institute of Theoretical Physics, Wrocław University of Science and Technology, 50-370 Wrocław, Poland

Acoustic control and coupling of quantum systems via phonons can enable miniaturized on-chip quantum devices. Optically active quantum dots (QDs) are essential for such platforms, yet they have long lacked direct acoustic transitions between charge states. The recently proposed hybrid acousto-optical swing-up scheme introduces such high-fidelity transitions but, as typical for coherent control, requires driving fields matching the transition energy and has been proposed for sub-THz phonon frequencies, limiting practical implementations. Here, we overcome this limitation by exploiting higher-harmonic-assisted processes arising from strain-induced modulation of the optical transition energy. This parametric modulation of the optically dressed splitting produces multi-phonon-like resonances when a harmonic of the mechanical modulation matches the generalized Rabi frequency. An effective model reveals a hierarchy of harmonic couplings, while our geometric interpretation shows how modulated dressed splitting enables even harmonics that are otherwise symmetry-forbidden. We predict faithful state preparation with an acoustic frequency being only a fraction of the splitting, specifically 42 GHz for a 0.341 THz splitting, bridging accessible acoustic frequencies and THz energy scales. This establishes control principles that separate optical energy delivery from coherent acoustic control. A non-Markovian calculation of phonon-induced decoherence indicates high state-preparation fidelities comparable to one-phonon and all-optical schemes. Since the same interaction structure arises for a quantized acoustic field, our results provide a foundation for multi-phonon processes in QD-phononic-resonator systems, including entanglement, state transfer, and optical preparation of nonclassical mechanical states.

I. INTRODUCTION

Acoustic waves [1, 2] couple to all solid-state systems, classical or quantum. This property enables various applications, including quantum technologies [3–5]. Recent advances in generating coherent acoustic waves [2, 6] combined with the development of phononic structures [7, 8] and the fabrication of surface acoustic wave cavities [9], may enable connecting diverse quantum systems into multi-component hybrid architectures [10] through a universal acoustic quantum bus [11, 12] and controlling various systems acoustically [13–17], thus igniting the field of quantum acoustodynamics [18, 19].

Optically active quantum dots (QDs) may serve as charge and spin qubits [20] and high-quality quantum emitters [21–23], providing single [24, 25] entangled [26, 27], and cluster photon states [28–31]. Several QD state preparation methods, including resonant excitation [32, 33], two-photon excitation [34, 35], and phonon-assisted processes [36, 37], have been proposed and realized. A recent promising all-optical approach utilizes the beating of two detuned optical pulses. It moves the optical qubit to the opposite pole of the Bloch sphere along a spiral defined by two tilted rotation axes [38, 39], and also applies to other quantum emitters [40].

Although carrier-deformation coupling in QDs cannot drive optically allowed transitions, optomechanical wave mixing and modulated resonance-fluorescence spectral dynamics have been explored [41–44], with recent surface-acoustic-wave designs allowing selective quantum-dot modulation [45]. To excite QD charge states using acoustic waves, one can exploit mechanically assisted photon scattering [15] or the recently proposed acousto-optical swing-up scheme, involving direct acoustic modulation of the detuning [16]. We focus on the latter scheme, which can be nearly phonon-decoherence-free and enables acoustic or acoustically gated optical control of quantum emitters, with potential to generate QD-phonon entanglement and achieve acoustic state transfer. However, this

method encounters a bottleneck due to the challenging necessary phonon energy in the sub-THz range.

Here, we propose a way to overcome the limited availability of acoustic drive frequencies, thereby significantly expanding the method's application potential. We show that acousto-optical swing-up extends naturally to a fractional-frequency regime enabled by multi-phonon-like processes involving higher acoustic harmonics. These harmonics arise effectively from periodic phase modulation [46] of excitonic optical transitions [47, 48], enabling parametric multi-phonon-like resonances with the laser-dressed Rabi splitting even when the modulation is provided by a classical acoustic wave. Our study identifies the resonance conditions, optimal modulation strengths, and decoherence constraints for such higher-harmonic parametric control.

By calculating the driven evolution and decoherence within a non-Markovian framework, we show that the scheme enables optically gated acoustic control of the QD charge state, including high-fidelity preparation of exciton and biexciton states in application-relevant local-droplet-etched GaAs/AlGaAs QDs [49]. Moreover, the fidelity is almost independent of the harmonic order, and we show that at least an order of magnitude in frequency can be bridged using a ten-phonon-like process to drive sub-THz dynamics. While we focus on the regime where the acoustic field can be treated as a classical drive, the theory is structurally identical to that for a quantized acoustic mode in the large-coherent-amplitude limit (we thus further use the term ‘multi-phonon’ where higher acoustic harmonics are involved). This establishes mechanically programmable coherent control of QD states and constitutes a necessary first step towards fully quantum multi-phonon dynamics, where an engineered mechanical resonator could support nonclassical phonon states generated and manipulated via the same multi-phonon-type couplings in a QD.

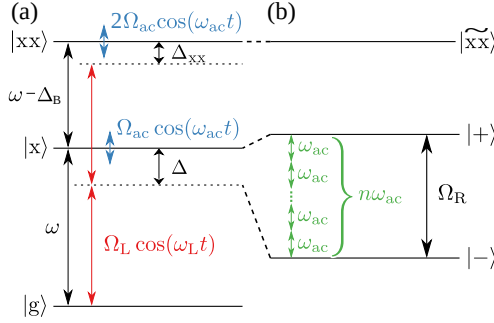


FIG. 1. (a) Schematic energy structure of the three-level system with external fields. Laser (red arrows) couples charge states $|g\rangle$ and $|x\rangle$ corresponding to empty QD and exciton state with detuning Δ , while it is detuned from the two-photon transition to the biexciton state $|xx\rangle$ by Δ_{xx} . Acoustic modulation of states $|x\rangle$ and $|xx\rangle$ is marked with the blue arrows. (b) States of the system dressed by light; exemplary case of strong $|g\rangle \leftrightarrow |x\rangle$ mixing into $|+\rangle$ and $|-\rangle$, while $|\widetilde{xx}\rangle$ is a weakly perturbed $|xx\rangle$ state. Acoustic field energy is marked with green arrows, and its multiple $n\omega_{ac}$ corresponds to the $|+\rangle - |-\rangle$ splitting.

II. THEORY

A. System and model

Figure 1(a) presents the schematic level diagram of the system comprising a semiconductor QD coupled to an off-resonant linearly polarized laser, with detuning Δ from the fundamental transition. Appropriate linear polarization selects one optical path for transitions between the ground state $|g\rangle$ and one of the bright exciton states $|x\rangle$ (we neglect the other), and between $|x\rangle$ and the biexciton $|xx\rangle$, with splittings $\hbar\omega$ and $\hbar(\omega - \Delta_B)$, respectively, where $\hbar\Delta_B$ is the biexciton binding energy. The system is additionally subject to an acoustic wave with frequency ω_{ac} , which modulates the exciton and, approximately twice as strongly, the biexciton energy. Although the carrier-deformation coupling in QDs is diagonal in charge states, acousto-optical control of charge states was predicted and demonstrated [15, 16]. Here, we extend the acousto-optical swing-up scheme to enable multi-phonon transitions between QD states. This approach fundamentally differs from the all-optical swing-up scheme, in which QD excitation involves photon scattering between different laser modes [50, 51], whereas here population transfer is mediated by multi-phonon resonances with integer multiples of the acoustic frequency.

The Hamiltonian of the system with optical coupling and acoustic modulation, in the rotating wave approximation and frame rotating at the laser frequency ω_L , is [16]

$$\begin{aligned} H(t) = & -\hbar\Delta|x\rangle\langle x| - \hbar\Delta_{xx}|xx\rangle\langle xx| \\ & + \frac{1}{2}\hbar\Omega_L(t)(|x\rangle\langle g| + |xx\rangle\langle x| + \text{H.c.}) \\ & + \hbar\Omega_{ac}(t)\cos(\omega_{ac}t)(|x\rangle\langle x| + 2|xx\rangle\langle xx|) \\ \equiv & H_0 + H_L + H_{ac}, \end{aligned} \quad (1)$$

where $\Delta = \omega_L - \omega$ and $\Delta_{xx} = 2\Delta + \Delta_B$ are the detunings

from the ground state-exciton and two-photon ground state-biexciton transitions, respectively. $\Omega_L(t)$ and $\Omega_{ac}(t)$ are the field envelopes with maximal values (plateau) A_L and A_{ac} with subscripts indicating the optical (L) and acoustic (ac) fields. To obtain an exact evolution, we solve the Liouville-von Neumann equation $\dot{\rho}(t) = (-i/\hbar)[H(t), \rho(t)]$ for the density matrix ρ with the initial state $\rho(0) = |g\rangle\langle g|$. When studying decoherence, we treat the QD as an open system in contact with a phonon bath, with the total Hamiltonian

$$H_{\text{full}} = H + H_{\text{ph}} + V, \quad (2)$$

where $H_{\text{ph}} = \hbar \sum_{q\lambda} \omega_{q\lambda} b_{q\lambda}^\dagger b_{q\lambda}$ is the free-phonon Hamiltonian with $b_{q\lambda}^\dagger$ creating a phonon with wavevector $\mathbf{q}$ from the λ branch (acoustic) with frequency $\omega_{q\lambda}$, and

$$V = (|x\rangle\langle x| + 2|x\rangle\langle xx|) \otimes \sum_{q\lambda} g_{q\lambda}^{(q\lambda)} (b_{q\lambda} + b_{-q\lambda}^\dagger) \quad (3)$$

is the carrier-phonon coupling with strength $g_{q\lambda}^{(q\lambda)}$ for a charge state i , and we have used $g_{\mathbf{q}}^{(q\lambda)} = 0$, $g_{\mathbf{xx}}^{(q\lambda)} \approx 2g_{\mathbf{x}}^{(q\lambda)}$. We evaluate $g_{\mathbf{x}}^{(q\lambda)}$ and the phonon-induced coherence loss for a typical GaAs/AlGaAs QD in a non-Markovian approach [52, 53] adopted previously [16] and described in the Supplementary Information [54], where the material parameters and details of the QD-phonon coupling are also given.

To analyze the evolution and derive an analytical formula for multi-phonon processes, we first neglect the biexciton state, simplifying the problem to a two-level system. Next, we diagonalize $H_0 + H_L$. For a slowly varying laser envelope, this is done at each moment, yielding instantaneous dressed eigenstates $|\pm\rangle$ as combinations of $|g\rangle$ and $|x\rangle$ with a time-dependent mixing angle $\theta(t) = \tan^{-1}(\Omega_L(t)/\Delta)$ and a splitting corresponding to the optical Rabi frequency, $E_+(t) - E_-(t) \equiv \hbar\Omega_R(t)$. In this basis, the acoustic field coupling is no longer diagonal and takes the form

$$\begin{aligned} H_{ac}(t) = & \hbar\Omega_{ac}(t)\cos(\omega_{ac}t) \\ & \times \left(\sin^2 \frac{\theta(t)}{2} |+\rangle\langle +| + \cos^2 \frac{\theta(t)}{2} |-\rangle\langle -| \right) \\ & + \frac{1}{2}\hbar\Omega_{ac}(t)\cos(\omega_{ac}t)\sin(\theta(t))(|+\rangle\langle -| + |-\rangle\langle +|). \end{aligned} \quad (4)$$

Alongside the key off-diagonal elements that enable the acoustic driving of transitions when $\omega_{ac} = \Omega_R$ [16], the diagonal terms parametrically modulate the energy of dressed states and thereby the Rabi frequency, in addition to its slow variation due to envelopes,

$$E_+^{(ac)}(t) - E_-^{(ac)}(t) = \hbar\Omega_R - \hbar\Omega_{ac}(t)\cos(\omega_{ac}t)\cos\theta(t). \quad (5)$$

B. Effective Hamiltonian

Unlike original approaches for all-optical [38] and acousto-optical swing-up [16], we do not neglect the modulation of Ω_R , demonstrating its essential role in parametric acousto-optical control via exchange of integer multiples of the acoustic frequency (multi-phonon processes). Let us assume both

envelopes constant for simplicity, $\Omega_L(t), \Omega_{ac}(t), \theta(t) = \text{const}$. To highlight multi-phonon dressed-state resonances, we apply an additional unitary transformation, $\tilde{H}(t) = S(t)H(t)S^\dagger(t) + i\hbar\dot{S}(t)S^\dagger(t)$, with respect to the term that drives the Ω_R modulation, i.e., with

$$S(t) = e^{i\Omega_{ac}\int_0^t d\tau \cos(\omega_{ac}\tau) \left(\sin^2 \frac{\theta}{2} |+\rangle\langle+| + \cos^2 \frac{\theta}{2} |-\rangle\langle-| \right)}. \quad (6)$$

After integration, we apply the Jacobi-Anger formula, $e^{iA \sin(x)} = \sum_n J_n(A) e^{inx}$, to expand $S(t)$ in terms of harmonic functions with fundamental frequency ω_{ac} . Shifting the energy zero, we obtain the transformed Hamiltonian,

$$\begin{aligned} \tilde{H}(t) = & \frac{1}{2}\hbar\Omega_R(|+\rangle\langle+| - |-\rangle\langle-|) + \frac{1}{2}\hbar\Omega_{ac} \sin \theta \\ & \times \sum_{n=-\infty}^{+\infty} [J_n(\Omega \cos \theta) e^{in\omega_{ac}t} |+\rangle\langle+| + \text{H.c.}], \end{aligned} \quad (7)$$

where $\Omega = \Omega_{ac}/\omega_{ac}$, $J_n(x)$ are Bessel functions of the first kind. The evolution is now evident to be driven by the terms $\propto e^{in\omega_{ac}t}$ with integer n , i.e., the harmonics enabled by phase modulation in the system [46], corresponding to multi-phonon dressed-state couplings. Using property $J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x)$, we express the Hamiltonian as

$$\tilde{H}(t) = \hbar\Omega_R \sigma_z + \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{J}_n \begin{cases} \cos(n\omega_{ac}t) \sigma_x, & n \text{ even}, \\ \sin(n\omega_{ac}t) \sigma_y, & n \text{ odd}, \end{cases} \quad (8)$$

where $\tilde{J}_n \equiv \hbar\Omega_{ac} \sin \theta J_n(\Omega \cos \theta)$, to see that it comprises effective Rabi drives at successive multiples of ω_{ac} with different rotation axes for even and odd harmonics. Bringing one of these drives to resonance, $n\omega_{ac} = \Omega_R$, while keeping others off-resonant, induces multi-phonon transitions between laser-dressed states. This is apparent after switching to a rotating frame through a unitary transformation with $S(t) = \exp(in\omega_{ac}t\sigma_z/2)$ and neglecting all nonsecular (oscillating) terms, yielding (for even n)

$$\tilde{\tilde{H}}(t) \simeq \hbar(\Omega_R - n\omega_{ac}) \sigma_z + \frac{1}{2}\tilde{J}_n \sigma_x, \quad (9)$$

which is a standard Rabi Hamiltonian (a similar approach applies for odd n). Further numerical calculations demonstrate that this effective model captures the primary processes in the evolution.

While the illustration uses a two-level model, selective transitions between any pair of states in the full model can be achieved by matching $n\omega_{ac}$ to the splitting between given dressed states. A similar effect should occur in the all-optical swing-up, where multiples of the beat frequency of the two detuned pulses can be exchanged. However, fundamentally different mechanisms govern the two effects at the quantum level: here, coherent population transfer is mediated by multiple acoustic quanta, whereas the all-optical effect relies on photon scattering between two optical modes [50, 51].

Intuitively, excitation via this scheme for $n = 1$ involves periodic modulation of the inclination of the qubit rotational axis at frequency $\omega_{ac} = \Omega_R$ [16]. During one optical Rabi period, the state traces semicircles on the Bloch sphere around two

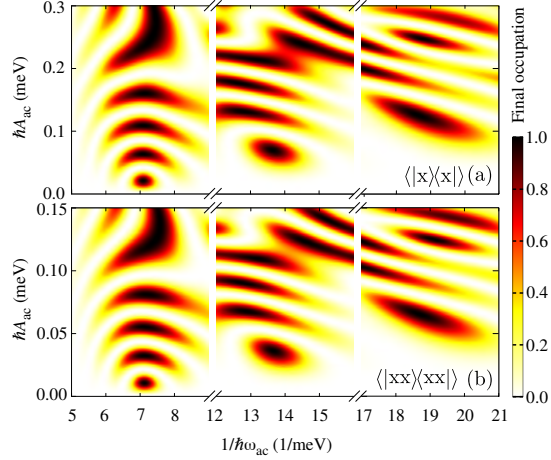


FIG. 2. Final occupation of the (a) exciton state, (b) biexciton state as a function of acoustic field amplitude and inverse of its frequency.

axes, ascending more along one semicircle than descending along the other, resembling a spiral path. In the fractional case with $n > 1$, the trajectory appears less evident. The explanation seems to fail for even n , since a single period should become symmetric: both halves of the period contain identical sets of ascending and descending segments. Consequently, the path should be closed, never reaching the opposite pole. However, the segments are unequal due to the modulation of the Rabi frequency. The rotation about one axis lasts longer than about the other. This asymmetry enables coherent spin rotation despite even n . For odd n , the evolution over a single Rabi period is intrinsically asymmetric, enabling the scheme to function. In other words, Rabi frequency modulation removes the symmetry constraint that otherwise suppresses even harmonics in the standard Rabi model.

III. RESULTS

A. Numerical results

Having gained intuition, we now study the evolution of the system by numerically solving the Liouville-von Neumann equation for the full model of Eq. (1) and the system initially in the ground state. We take both fields with flat-top envelopes with plateau durations of 0.4 ns (laser) and 0.28 ns (acoustic). Thus, the acoustic pulse is contained within the optical pulse, which corresponds to optically gated acoustic driving. Calculations use feasible envelope switching rates of 0.04 ns (L) and 0.028 ns (ac; single period) and $\hbar\Delta = \hbar\Delta_{xx} = 0.1$ meV. We choose $A_L = |\Delta|$ for exciton preparation. For the biexciton, we set $A_L = 0.65$ meV to maintain an optical Rabi frequency similar to that used in exciton preparation.

Fig. 2(a) and Fig. 2(b) present the final exciton and biexciton state occupations as functions of acoustic field amplitude and

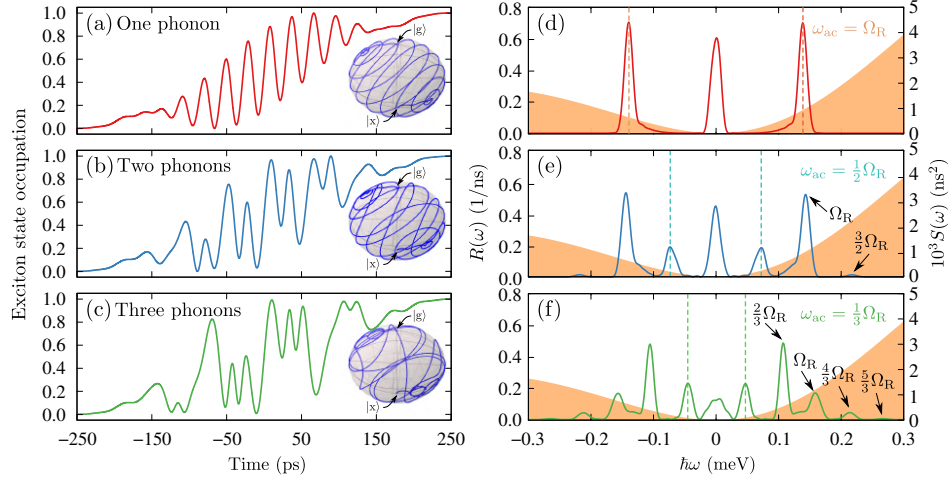


FIG. 3. (a)-(c) Evolution of exciton occupation for π -rotations from Fig. 2(a) for (a) one- ($\hbar\omega_{ac} \approx 0.141$ meV, $\hbar A_{ac} \approx 0.0213$ meV), (b) two- ($\hbar\omega_{ac} \approx 0.0733$ meV, $\hbar A_{ac} \approx 0.0696$ meV), and (c) three-phonon processes ($\hbar\omega_{ac} \approx 0.0536$ meV, $\hbar A_{ac} \approx 0.125$ meV). Insets show the state evolution on the $|g\rangle$ - $|x\rangle$ Bloch sphere. (d)-(f) Nonlinear spectral function $S(\omega)$ for evolution from panels (a)-(c). Filled curves show phonon spectral density $R(\omega)$ calculated for typical GaAs/AlGaAs QDs at $T = 4$ K; vertical dashed lines show ω_{ac} .

frequency (note the broken axes with irrelevant frequencies omitted). We plot one-, two-, and three-phonon processes (consecutive maxima along the $1/\omega_{ac}$ axis). The vertical maxima along the A_{ac} axis correspond to multiple π -rotations. In both cases, $n = 3$ maxima correspond to sufficiently low acoustic frequencies achievable with current interdigital transducers [3, 55, 56]. Figures 3(a)-3(c) show evolutions corresponding to the π -rotation maxima for one-, two-, and three-phonon processes from Fig. 2(a), respectively. We predict perfect state preparation (neglecting environmental effects) with the oscillation complexity increasing with the acoustic harmonic order. Insets to Figs. 3(a)-3(c) show the qubit evolution on the Bloch sphere.

The evolution is more easily characterized in the spectral domain. For this, we calculate the nonlinear spectral characteristic $S(\omega) = \langle Y(\omega) P_{\perp} Y(\omega) \rangle_0$ with $\langle O \rangle_0 = \text{Tr} O \rho_0$, $Y(\omega)$ the Fourier transform of $|x\rangle\langle x| + 2|x\rangle\langle xx|$, in the interaction picture with respect to $H_0 + H_L$, and $P_{\perp} = |x\rangle\langle x| + |xx\rangle\langle xx|$ projecting onto the orthogonal complement of the initial carrier state [57]. $S(\omega)$ reveals the frequencies present in the evolution of charges, where the factor of 2 arises from the biexciton comprising approximately two excitons. The information carried by $S(\omega)$ will also be further used to quantify the environmental decoherence. First, we use $S(\omega)$ to demonstrate the presence of parametric multi-phonon processes during state preparation. In Fig. 3(d), we show $S(\omega)$ for the one-phonon case, showing peaks only at zero and the Rabi/acoustic frequency. Figure 3(e) and Fig. 3(f) reveal successive multiples of ω_{ac} , corresponding to fractions of Ω_R , with additional beat frequencies.

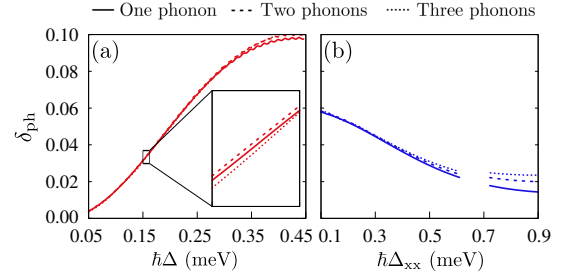


FIG. 4. Error of the (a) exciton and (b) biexciton preparation as a function of the corresponding detuning for one- (solid lines), two- (dashed), and three-phonon (dotted) processes for GaAs QDs. The inset in (a) shows minimal differences between curves. In (b), we omit a narrow range of detunings around 0.65 meV, where we encounter an unwanted resonance leading to exciton occupation.

B. Preparation error

Besides recombination, subtle dissipative processes arise from interactions with phonons of the host material. Excitons and biexcitons couple to deformations, enabling bath phonons to respond to charge evolution and leading to system-bath entanglement and decoherence of QD states. To address this non-Markovian effect, we include carrier-phonon coupling via the deformation potential and the piezoelectric effect, and employ the second-order Born approximation. We determine infidelity δ_{ph} by calculating the final difference in the unperturbed and bath-phonon-impacted density matrices. For this, we follow the approach originally introduced in Refs. [52, 53] and

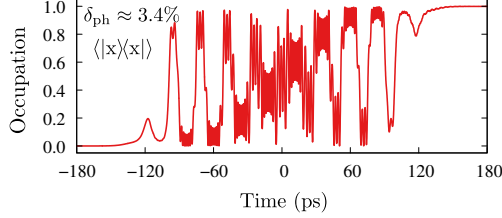


FIG. 5. Evolution of exciton occupation in the sub-THz detuning regime. Using 10-phonon processes, QD is excited with an acoustic wave with feasible frequency $\omega_{ac}/2\pi \approx 42$ GHz and $\hbar A_{ac} \approx 2.49$ meV on top of a far-detuned cw laser with $\hbar\Delta = 1$ meV, and $A_L = 1$ meV.

applied in Refs. [16, 57] that allows us to find δ_{ph} as an intuitively understandable overlap of $S(\omega)$ and reservoir's spectral density $R(\omega) = |n(\omega) + 1| \hbar^{-2} \sum_{q,\lambda} |g_x^{(q,\lambda)}|^2 \delta(|\omega| - \omega_{q,\lambda})$, with $n(\omega)$ the Bose-Einstein distribution, that shows frequencies at which the environment can respond (see Supplemental Material for details). The filled curves in Figs. 3(d)-3(f) display $R(\omega)$ calculated for a GaAs QD, demonstrating its overlap with $S(\omega)$. Notably, $R(\omega)$ peaks at ~ 0.8 meV, beyond the plot range. For large detunings and thus phonon frequencies that exceed this value, almost decoherence-free evolution is possible [16]. Here, we focus on the lowest phonon frequencies to meet the technological limitations in acoustic generation. Thus, we are, in turn, below the $R(\omega)$ maximum, ensuring that the system experiences relatively weak phonon response during evolution.

In Fig. 4(a) and Fig. 4(b), we show the exciton and biexciton preparation error at $T = 4$ K. The differences between acousto-optical processes of different harmonic orders are minimal, indicating the potential to utilize higher acoustic harmonics. Comparing this result with Fig. 2(a), we predict the potential to prepare an excited state with an error below 2%. For the exciton state, the error increases rapidly with detuning until reaching the frequency of maximal phonon response. For the biexciton state, the error decreases with two-photon detuning, as the transition between the exciton and biexciton states is crucial [16].

C. Approaching THz dynamics

Having understood the effect and estimated the achievable fidelity, we now show how parametric multi-phonon dressed-state resonances can bridge over an order of magnitude in frequency, enabling acoustic driving of sub-THz dynamics. As a proof of principle, Fig. 5 illustrates that an acoustic pulse at 42 GHz allows the excitation of the exciton via a multiple of $n = 10$ for a sub-THz laser detuning of 1 meV and laser amplitude of 1 meV. These conditions correspond to an optical Rabi frequency of $\Omega_R/2\pi \approx 0.341$ THz, surpassing accessible base acoustic frequencies (the ratio of Ω_R/ω_{ac} differs from 10

due to additional splitting of the doubly-dressed levels). Despite high n and multiple beat frequencies in regions of high phonon spectral density, the preparation error remains low at 3.4%. This demonstrates that the proposed multi-phonon swing-up scheme may be a practical route toward the THz splitting regime. This example displays how the scheme decouples energy setting from coherent control, with the state splitting addressed by the laser frequency and state manipulation achieved using the lower-frequency acoustic field.

IV. CONCLUSIONS AND OUTLOOK

We have proposed an extension of the hybrid acousto-optical method for preparing exciton and biexciton states in QDs using higher acoustic frequency multiples. Even a monochromatic acoustic modulation can effectively generate higher harmonics through multi-phonon-like processes arising from periodic phase modulation of optical transitions, leading to parametric resonances with the Rabi splitting of the laser-dressed exciton. We have shown deterministic preparation of exciton and biexciton states using multiples of the base acoustic frequency in combination with a detuned laser, achieving low errors that can be further reduced by increasing the detuning. In particular, the method can bridge at least an order of magnitude in frequency, as illustrated by predicting the successful driving of 0.341-THz dynamics with 42-GHz acoustic modulation. This establishes coherent control of optical-QD states while separating optical energy delivery from acoustic control. Beyond driving charge states in QDs, this approach can enable deterministic multi-phonon state generation in acoustic resonators via a detuned laser and facilitate information transfer between solid-state systems using quantized acoustic modes.

ACKNOWLEDGMENTS

We thank Karolina Słowik and Daniel Groll for helpful discussions. M. K. acknowledges the support by Grant No. 2023/49/N/ST3/03931 from the National Science Centre (Poland). M. G. acknowledges the financing of the MEEDGARD project funded within the QuantERA II Program that has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation program under Grant Agreement No. 101017733 and the National Centre for Research and Development, Poland – project No. QUANTERAII/2/56/MEEDGARD/2024. This work has been supported by a Research Group Linkage Grant of the Alexander von Humboldt-Foundation funded by the German Federal Ministry of Education and Research (BMBF).

V. DATA AVAILABILITY

The datasets generated during this study and used to produce the figures are publicly available in RepOD [58].

- [1] L. Wang, S. Chen, J. Zhang, J. Zhou, C. Yang, Y. Chen, and H. Duan, High performance 33.7 GHz surface acoustic wave nanotransducers based on AlScN/diamond/Si layered structures, *Appl. Phys. Lett.* **113**, 093503 (2018).
- [2] M. Choquer, M. Weiß, E. D. S. Nysten, M. Lienhart, P. Machnikowski, D. Wigger, H. J. Krenner, and G. Moody, Quantum control of optically active artificial atoms with surface acoustic waves, *IEEE Trans. Quantum Eng.* **3**, 1 (2022).
- [3] P. Delsing, A. N. Cleland, M. J. A. Schuetz, J. Knörzer, G. Giedke, J. I. Cirac, K. Srinivasan, M. Wu, K. C. Balram, C. Bäuerle, T. Meunier, C. J. B. Ford, P. V. Santos, E. Cerda-Méndez, H. Wang, H. J. Krenner, E. D. S. Nysten, M. Weiß, G. R. Nash, L. Thevenard, C. Gourdon, P. Rovillain, M. Marangolo, J.-Y. Duquesne, G. Fischerauer, W. Ruile, A. Reiner, B. Paschke, D. Denysenko, D. Volkmer, A. Wixforth, H. Bruus, M. Wiklund, J. Reboud, J. M. Cooper, Y. Fu, M. S. Bragger, F. Rehfeldt, and C. Westerhausen, The 2019 surface acoustic waves roadmap, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52**, 353001 (2019).
- [4] K. Roy, S. Bandyopadhyay, and J. Atulashimha, Hybrid spintronics and straintronics: A magnetic technology for ultra low energy computing and signal processing, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 063108 (2011).
- [5] Y. Fu, J. Luo, N. Nguyen, A. Walton, A. Flewitt, X. Zu, Y. Li, G. McHale, A. Matthews, E. Iborra, H. Du, and W. Milne, Advances in piezoelectric thin films for acoustic biosensors, acoustofluidics and lab-on-chip applications, *Prog. Mater. Sci.* **89**, 31 (2017).
- [6] E. D. S. Nysten, A. Rastelli, and H. J. Krenner, A hybrid (Al)GaAs-LiNbO₃ surface acoustic wave resonator for cavity quantum dot optomechanics, *Appl. Phys. Lett.* **117**, 121106 (2020).
- [7] J. A. Preuss, D. Groll, R. Schmidt, T. Hahn, P. Machnikowski, R. Bratschitsch, T. Kuhn, S. M. de Vasconcellos, and D. Wigger, Resonant and phonon-assisted ultrafast coherent control of a single hBN color center, *Optica* **9**, 522 (2022).
- [8] N. Roth and A. L. Goodwin, Tuning electronic and phononic states with hidden order in disordered crystals, *Nat. Commun.* **14**, 4328 (2023).
- [9] R. A. DeCrescent, Z. Wang, P. Imany, R. C. Boutelle, C. A. McDonald, T. Autry, J. D. Teufel, S. W. Nam, R. P. Mirin, and K. L. Silverman, Large single-phonon optomechanical coupling between quantum dots and tightly confined surface acoustic waves in the quantum regime, *Phys. Rev. Appl.* **18**, 034067 (2022).
- [10] G. Kurizki, P. Bertet, Y. Kubo, K. Mølmer, D. Petrosyan, P. Rabl, and J. Schmiedmayer, Quantum technologies with hybrid systems, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **112**, 3866 (2015).
- [11] M. J. A. Schuetz, E. M. Kessler, G. Giedke, L. M. K. Vandersypen, M. D. Lukin, and J. I. Cirac, Universal quantum transducers based on surface acoustic waves, *Phys. Rev. X* **5**, 031031 (2015).
- [12] É. Dumur, K. J. Satzinger, G. A. Peairs, M.-H. Chou, A. Bienfait, H.-S. Chang, C. R. Conner, J. Grebel, R. G. Povey, Y. P. Zhong, and A. N. Cleland, Quantum communication with itinerant surface acoustic wave phonons, *npj Quantum Inf.* **7**, 173 (2021).
- [13] Z. Wang, R. A. DeCrescent, P. Imany, J. T. Bush, D. V. Reddy, S. W. Nam, R. P. Mirin, and K. L. Silverman, Gated InAs quantum dots embedded in surface acoustic wave cavities for low-noise optomechanics, *Opt. Express* **32**, 38384 (2024).
- [14] J. R. Dietz, B. Jiang, A. M. Day, S. A. Bhawe, and E. L. Hu, Spin-acoustic control of silicon vacancies in 4H silicon carbide, *Nat. Electron.* **6**, 739 (2023).
- [15] R. A. DeCrescent, Z. Wang, J. T. Bush, P. Imany, A. Kwiatkowski, D. V. Reddy, S. W. Nam, R. P. Mirin, and K. L. Silverman, Coherent dynamics in an optical quantum dot with phonons and photons, *Optica* **11**, 1526 (2024).
- [16] M. Kuniej, P. Machnikowski, and M. Gawelczyk, Hybrid acousto-optical swing-up state control in a quantum dot, *npj Quantum Inf.* **11**, 161 (2025).
- [17] M. Kuniej, P. Machnikowski, and M. Gawelczyk, Hybrid acousto-optical spin control in quantum dots, *Phys. Rev. Lett.* **136**, 046904 (2026).
- [18] Y. Chu, P. Kharel, T. Yoon, L. Frunzio, P. T. Rakich, and R. J. Schoelkopf, Creation and control of multi-phonon fock states in a bulk acoustic-wave resonator, *Nature* **563**, 666 (2018).
- [19] K. J. Satzinger, Y. P. Zhong, H.-S. Chang, G. A. Peairs, A. Bienfait, M.-H. Chou, A. Y. Cleland, C. R. Conner, É. Dumur, J. Grebel, I. Gutierrez, B. H. November, R. G. Povey, S. J. Whiteley, D. D. Awschalom, D. I. Schuster, and A. N. Cleland, Quantum control of surface acoustic-wave phonons, *Nature* **563**, 661 (2018).
- [20] D. Loss and D. P. DiVincenzo, Quantum computation with quantum dots, *Phys. Rev. A* **57**, 120 (1998).
- [21] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu, and A. Imamoglu, A quantum dot single-photon turnstile device, *Science* **290**, 2282 (2000).
- [22] Ł. Dusanowski, D. Köck, C. Schneider, and S. Höfling, On-chip Hong-Ou-Mandel interference from separate quantum dot emitters in an integrated circuit, *ACS Photonics* **10**, 2941 (2023).
- [23] N. Tomm, A. Javadi, N. O. Antoniadis, D. Najer, M. C. Löbl, A. R. Korsch, R. Schott, S. R. Valentin, A. D. Wieck, A. Ludwig, and R. J. Warburton, A bright and fast source of coherent single photons, *Nat. Nanotechnol.* **16**, 399 (2021).
- [24] P. Senellart, G. Solomon, and A. White, High-performance semiconductor quantum-dot single-photon sources, *Nat. Nanotechnol.* **12**, 1026 (2017).
- [25] A. Musiał, P. Holewa, P. Wyborski, M. Syperek, A. Kors, J. P. Reithmaier, G. Şek, and M. Benyoucef, High-purity triggered single-photon emission from symmetric single InAs/InP quantum dots around the telecom C-band window, *Adv. Quant. Technol.* **3**, 1900082 (2020).
- [26] J. Liu, R. Su, Y. Wei, B. Yao, S. F. C. d. Silva, Y. Yu, J. Iles-Smith, K. Srinivasan, A. Rastelli, J. Li, and X. Wang, A solid-state source of strongly entangled photon pairs with high brightness and indistinguishability, *Nat. Nanotechnol.* **14**, 586 (2019).
- [27] R. Hafenbrak, S. M. Ulrich, P. Michler, L. Wang, A. Rastelli, and O. G. Schmidt, Triggered polarization-entangled photon pairs from a single quantum dot up to 30K, *New J. Phys.* **9**, 315 (2007).
- [28] D. Cogan, Z.-E. Su, O. Kenneth, and D. Gershoni, Deterministic generation of indistinguishable photons in a cluster state, *Nat. Photonics* **17**, 324 (2023).
- [29] S. E. Economou, N. Lindner, and T. Rudolph, Optically generated 2-dimensional photonic cluster state from coupled quantum dots, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 093601 (2010).
- [30] N. H. Lindner and T. Rudolph, Proposal for pulsed on-demand sources of photonic cluster state strings, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 113602 (2009).
- [31] C. P. Michaels, J. Arjona Martínez, R. Debroux, R. A. Parker, A. M. Stramma, L. I. Huber, C. M. Purser, M. Atatüre, and D. A. Gangloff, Multidimensional cluster states using a single spin-

- photon interface coupled strongly to an intrinsic nuclear register, *Quantum* **5**, 565 (2021).
- [32] T. H. Stievater, X. Li, D. G. Steel, D. Gammon, D. S. Katzer, D. Park, C. Piermarocchi, and L. J. Sham, Rabi oscillations of excitons in single quantum dots, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 133603 (2001).
- [33] H. Kamada, H. Gotoh, J. Temmyo, T. Takagahara, and H. Ando, Exciton Rabi oscillation in a single quantum dot, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 246401 (2001).
- [34] S. Stuffer, P. Machnikowski, P. Ester, M. Bichler, V. M. Axt, T. Kuhn, and A. Zrenner, Two-photon Rabi oscillations in a single $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dot, *Phys. Rev. B* **73**, 125304 (2006).
- [35] P. Machnikowski, Theory of two-photon processes in quantum dots: Coherent evolution and phonon-induced dephasing, *Phys. Rev. B* **78**, 195320 (2008).
- [36] S. Weiler, A. Ulhaq, S. M. Ulrich, D. Richter, M. Jetter, P. Michler, C. Roy, and S. Hughes, Phonon-assisted incoherent excitation of a quantum dot and its emission properties, *Phys. Rev. B* **86**, 241304 (2012).
- [37] M. Glässl, A. M. Barth, and V. M. Axt, Proposed robust and high-fidelity preparation of excitons and biexcitons in semiconductor quantum dots making active use of phonons, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 147401 (2013).
- [38] T. K. Bracht, M. Cosacchi, T. Seidelmann, M. Cygorek, A. Vagov, V. M. Axt, T. Heindel, and D. E. Reiter, Swing-up of quantum emitter population using detuned pulses, *PRX Quantum* **2**, 040354 (2021).
- [39] Y. Karli, F. Kappe, V. Remesh, T. K. Bracht, J. Münzberg, S. Cove da Silva, T. Seidelmann, V. M. Axt, A. Rastelli, D. E. Reiter, and G. Weihs, SUPER scheme in action: Experimental demonstration of red-detuned excitation of a quantum emitter, *Nano Lett.* **22**, 6567 (2022).
- [40] C. G. Torun, M. Gökçe, T. K. Bracht, M. Isaza Monsalve, S. Benbouabdellah, O. O. Nacitarhan, M. E. Stucki, D. Bermeo Alvaro, M. L. Markham, T. Pregnolato, J. H. D. Munns, G. Pieplow, D. E. Reiter, and T. Schröder, SUPER and femtosecond spin-conserving coherent excitation of a tin-vacancy color center in diamond, *Nat. Commun.* **17**, 2154 (2026).
- [41] M. Weiß, D. Wigger, M. Nägele, K. Müller, J. J. Finley, T. Kuhn, P. Machnikowski, and H. J. Krenner, Optomechanical wave mixing by a single quantum dot, *Optica* **8**, 291 (2021).
- [42] D. Wigger, M. Weiß, M. Lienhart, K. Müller, J. J. Finley, T. Kuhn, H. J. Krenner, and P. Machnikowski, Resonance-fluorescence spectral dynamics of an acoustically modulated quantum dot, *Phys. Rev. Res.* **3**, 033197 (2021).
- [43] D. Groll, D. Wigger, M. Weiß, M. Yuan, A. Kuznetsov, A. Hernández-Mínguez, H. J. Krenner, T. Kuhn, and P. Machnikowski, Acousto-optical Floquet engineering of a single-photon emitter (2025), [arXiv:2509.09559](https://arxiv.org/abs/2509.09559).
- [44] Y. Zhan, Z. Wang, R. P. Mirin, K. L. Silverman, and S. Sun, Dynamical acoustic control of resonance fluorescence from a strongly driven two-level system (2025), [arXiv:2509.25847](https://arxiv.org/abs/2509.25847).
- [45] R. Zhu, J. Yang, X. Chen, W. Dai, H. Li, L. Yang, S. Yan, H. Liu, Z. Ma, Y. Yuan, B. Fu, Z. Zuo, H. Ni, Z. Niu, C. Wang, K. Jin, Q. Gong, and X. Xu, Selective control of single quantum dots with surface acoustic waves, *Phys. Rev. Appl.* **24**, 054051 (2025).
- [46] A. Steane, P. Szriftgiser, P. Desbiolles, and J. Dalibard, Phase modulation of atomic de Broglie waves, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4972 (1995).
- [47] P. Imany, Z. Wang, R. A. DeCrescent, R. C. Boutelle, C. A. McDonald, T. Autry, S. Berweger, P. Kabos, S. W. Nam, R. P. Mirin, and K. L. Silverman, Quantum phase modulation with acoustic cavities and quantum dots, *Optica* **9**, 501 (2022).
- [48] B. Villa, A. J. Bennett, D. J. P. Ellis, J. P. Lee, J. Skiba-Szymanska, T. A. Mitchell, J. P. Griffiths, I. Farrer, D. A. Ritchie, C. J. B. Ford, and A. J. Shields, Surface acoustic wave modulation of a coherently driven quantum dot in a pillar microcavity, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 011103 (2017).
- [49] S. F. C. da Silva, G. Undeutsch, B. Lehner, S. Manna, T. M. Krieger, M. Reindl, C. Schimpf, R. Trotta, and A. Rastelli, GaAs quantum dots grown by droplet etching epitaxy as quantum light sources, *Appl. Phys. Lett.* **119**, 120502 (2021).
- [50] L. Vannucci and N. Gregersen, SUPER excitation of quantum emitters is a multi-photon process, *Opt. Express* **32**, 35381 (2024).
- [51] Q. W. Richter, J. M. Kaspari, T. K. Bracht, L. Yatsenko, V. M. Axt, A. Rauschenbeutel, and D. E. Reiter, Few-photon SUPER: Quantum emitter inversion via two off-resonant photon modes, *Phys. Rev. Res.* **7**, 013079 (2025).
- [52] R. Alicki, M. Horodecki, P. Horodecki, and R. Horodecki, Dynamical description of quantum computing: Generic nonlocality of quantum noise, *Phys. Rev. A* **65**, 062101 (2002).
- [53] R. Alicki, M. Horodecki, P. Horodecki, R. Horodecki, L. Jacak, and P. Machnikowski, Optimal strategy for a single-qubit gate and the trade-off between opposite types of decoherence, *Phys. Rev. A* **70**, 010501(R) (2004).
- [54] See Supplemental Material [URL will be inserted by publisher] containing Refs. [59–63] for additional derivations and details of calculations.
- [55] J. Zheng, J. Zhou, P. Zeng, Y. Liu, Y. Shen, W. Yao, Z. Chen, J. Wu, S. Xiong, Y. Chen, X. Shi, J. Liu, Y. Fu, and H. Duan, 30 GHz surface acoustic wave transducers with extremely high mass sensitivity, *Appl. Phys. Lett.* **116**, 123502 (2020).
- [56] J. Zhou, D. Zhang, Y. Liu, F. Zhuo, L. Qian, H. Li, Y.-Q. Fu, and H. Duan, Record-breaking frequency of 44 GHz based on the higher order mode of surface acoustic waves with $\text{LiNbO}_3/\text{SiO}_2/\text{SiC}$ heterostructures, *Engineering* **20**, 112 (2023).
- [57] K. Roszak, A. Grodecka, P. Machnikowski, and T. Kuhn, Phonon-induced decoherence for a quantum-dot spin qubit operated by raman passage, *Phys. Rev. B* **71**, 195333 (2005).
- [58] M. Kuniej, P. Machnikowski, and M. Gawelczyk, GHz acoustic control of thz-split quantum-dot charge states via higher harmonics, RepOD, V1, [DOI to be inserted] (2026).
- [59] A. Nazir and D. P. S. McCutcheon, Modelling exciton–phonon interactions in optically driven quantum dots, *J. Phys. Condens. Matter* **28**, 103002 (2016).
- [60] M. A. Caro, S. Schulz, and E. P. O'Reilly, Origin of nonlinear piezoelectricity in III-V semiconductors: Internal strain and bond ionicity from hybrid-functional density functional theory, *Phys. Rev. B* **91**, 075203 (2015).
- [61] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur, and W. Scientific, *Handbook Series on Semiconductor Parameters: Ternary and quaternary III-V compounds*, EBL-Schweitzer (World Scientific Publishing Company, 1999).
- [62] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys, *J. Appl. Phys.* **89**, 5815 (2001).
- [63] G. D. Mahan, *Many-Particle Physics (Physics of Solids and Liquids)* (Springer, Berlin, 2000).

Supplementary Material: Higher-harmonic acoustic control of laser-dressed quantum-dot states at sub-Rabi frequencies

Mateusz Kuniej , Paweł Machnikowski , and Michał Gawelczyk 
Institute of Theoretical Physics, Wrocław University of Science and Technology, 50-370 Wrocław, Poland

In this Supplementary Material, we provide details of the fidelity calculations and quantum-dot modeling used in the main paper.

I. FIDELITY CALCULATION IN GENERAL OPEN SYSTEMS

We consider a quantum dot modeled as a three-level system coupled to the acoustic phonon bath. Our goal is to find the fidelity of the prepared state, including the pure-dephasing interaction between carriers and phonons, accounted for beyond the Markov approximation. First, we define the specific interaction Hamiltonian present in our problem. This is followed by the assumption of weak carrier-phonon interaction, which allows us to treat it perturbatively. We find that the final fidelity can be expressed as an overlap between phonon spectral density and the dynamical spectrum of the system.

To assess the fidelity, we follow the approach described in Refs. 1 and 2, adapted to our problem, as also applied in Refs. 3 and 4. The total Hamiltonian of the system is $H_{\text{full}} = H \otimes \mathbb{I} + \mathbb{I} \otimes H_{\text{ph}} + V$. The Hamiltonian of the isolated carrier subsystem is $H = \sum_i E_i |E_i\rangle\langle E_i|$, $i \in \{g, x, xx\}$, H_{ph} is the free phonon Hamiltonian, and V is the coupling. Without interaction, the evolution of the entire system is

$$U_0(t) = e^{-iH_S t/\hbar} \otimes e^{-iH_{\text{ph}} t/\hbar}, \quad (1)$$

Phonons couple diagonally to the exciton and biexciton states [5]. We write the coupling in the general form

$$V = S_{x,x} \otimes R_{x,x} + S_{xx,xx} \otimes R_{xx,xx} \quad (2)$$

where $S_{n,m} = |n\rangle\langle m|$ acts on the carrier subsystem and

$$R_{n,m} = \sum_{\mathbf{k},\lambda} F_{n,m}(\mathbf{k}) \left(b_{\mathbf{k},\lambda} + b_{-\mathbf{k},\lambda}^\dagger \right) \quad (3)$$

on the environment with the coupling functions $F_{n,m}(\mathbf{k}) = F_{m,n}(-\mathbf{k})$. Here $b_{\mathbf{k},\lambda}$ ($b_{\mathbf{k},\lambda}^\dagger$) is the annihilation (creation) operator for phonons in a mode with wave-vector labeled by $\mathbf{k}$ and polarization λ with three values, LA, TA1, TA2, corresponding to longitudinal and two transverse acoustic branches. Further, we assume $R_{xx,xx} \approx 2R_{x,x}$, which allows us to simplify the interaction term as

$$V = S \otimes R, \quad (4)$$

with $S = |x\rangle\langle x| + 2|x\rangle\langle xx|$, and $R = R_{x,x}$.

The evolution of the full density matrix $\varrho(t)$ is described by the Liouville-von Neumann equation

$$\dot{\varrho}(t) = -\frac{i}{\hbar} [H + H_{\text{ph}} + V, \varrho(t)], \quad (5)$$

and we assume a product initial state $\varrho(t_0) = \rho_0 \otimes \rho_R$, where $\rho_0 = |\psi_0\rangle\langle\psi_0|$ is the carrier system's initial density matrix, and

ρ_R is the phonon thermal density matrix. Partial trace over the environmental degrees of freedom yields the subsystem's reduced density matrix $\rho(t) = \text{Tr}_R \varrho(t)$. Assuming a perturbative environmental impact, we can write

$$\rho(t) = \rho^{(0)}(t) + \Delta\rho(t), \quad (6)$$

where $\Delta\rho(t)$ is the phonon-induced correction to the unperturbed evolution $\rho^{(0)}(t) = U_0(t)\rho_0 U_0^\dagger(t)$. We calculate fidelity as the overlap of the final density matrices with and without perturbation

$$F^2 = \text{Tr} \rho^{(0)}(\infty) \rho(\infty) = \langle \psi_0 | U_0^\dagger(\infty) \rho(\infty) U_0(\infty) | \psi_0 \rangle = 1 + \langle \psi_0 | \Delta\tilde{\rho}(\infty) | \psi_0 \rangle, \quad (7)$$

where tilde denotes the interaction picture, $\tilde{O}(t) = U_0^\dagger(t) O U_0(t)$, and $\Delta\tilde{\rho}(\infty)$ is the perturbation calculated in the second-order Born approximation,

$$\Delta\tilde{\rho}(t) = -\frac{1}{\hbar^2} \int_{t_0}^t d\tau \int_{t_0}^\tau d\tau' \text{Tr}_R [\tilde{V}(\tau), [\tilde{V}(\tau'), \varrho(t_0)]] . \quad (8)$$

After expanding commutators and taking the partial trace, one gets

$$\Delta\tilde{\rho}(t) = -\frac{1}{\hbar^2} \int_{t_0}^t d\tau \int_{t_0}^\tau d\tau' [S(\tau), S(\tau') \rho_0] \langle R(\tau) R(\tau') \rangle + \text{H.c.} \quad (9)$$

To proceed, we switch to the spectral domain and define the phonon spectral density

$$R(\omega) = \frac{1}{2\pi\hbar^2} \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle R(t) R \rangle e^{i\omega t}, \quad (10)$$

and the nonlinear dynamical spectrum

$$S(\omega) = \sum_n |\langle \psi_0 | Y^\dagger(\omega) | \psi_n \rangle|^2, \quad (11)$$

where states $\{|\psi_n\rangle\}$ span the space orthogonal to the initial state, and $Y(\omega) = \int_{t_0}^t d\tau \tilde{S}(\tau) e^{-i\omega\tau}$. By using those in Eq. (9) and plugging this back into Eq. (7), we arrive at the fidelity loss expressed as the overlap of the spectral functions

$$F^2 = 1 - \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega S(\omega) R(\omega), \quad (12)$$

which we evaluate numerically.

TABLE I. Material parameters from Refs. 6–8 and structural parameters used to calculate phonon spectral densities for the AlGaAs barrier based on linear interpolation between AlAs and GaAs. For sound velocity, the quadratic interpolation formula from Ref. 7 is used.

a_c (eV)	a_v (eV)	d (kg/m ³)	c_{LA} (m/s)	e_{14} (C/m ²)	ϵ_r	l_ρ (nm)	l_z (nm)
-6.56	-1.68	4696	5590	-0.145	11.8	9	3

II. APPLICATION TO SEMICONDUCTOR QD STATES

For carriers confined in a quantum dot, the phonon spectral density is

$$R(\omega) = |n(\omega) + 1| \frac{1}{\hbar^2} \sum_{\mathbf{q}, \lambda} |g_{\mathbf{k}, \lambda}|^2 \delta(|\omega| - \omega_{\mathbf{k}, \lambda}), \quad (13)$$

where $n(\omega)$ is the Bose-Einstein distribution, and the exciton-phonon coupling,

$$g_{\mathbf{k}, \lambda} = g_{\mathbf{k}, \lambda}^{(e, DP)} + g_{\mathbf{k}, \lambda}^{(e, PE)} + g_{\mathbf{k}, \lambda}^{(h, DP)} + g_{\mathbf{k}, \lambda}^{(h, PE)}, \quad (14)$$

includes couplings via the piezoelectric effect (PE) and deformation potential (DP). Assuming linear phonon dispersion $\omega_{\mathbf{k}, \lambda} = c_\lambda k$, where c_λ is the sound velocity, the couplings

are [9]

$$g_{\mathbf{k}, \lambda}^{(e/h, DP)} = \pm \delta_{\lambda, LA} a_{c/v} \sqrt{\frac{\hbar k}{2dVc_\lambda}} \mathcal{F}_{e/h}(\mathbf{k}), \quad (15a)$$

$$g_{\mathbf{k}, \lambda}^{(e/h, PE)} = \pm i \frac{e e_{14}}{\epsilon_0 \epsilon_r} \sqrt{\frac{\hbar}{2dV\omega_{\mathbf{k}, \lambda}}} M_\lambda(\hat{\mathbf{k}}) \mathcal{F}_{e/h}(\mathbf{k}), \quad (15b)$$

where

$$\mathcal{F}_{e/h}(\mathbf{k}) = \int_{\mathbb{R}^3} d^3\mathbf{r} \Psi_{e/h}^*(\mathbf{r}) \Psi_{e/h}(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (16)$$

is the form factor with electron/hole ground-state wave functions $\Psi_{e/h}(\mathbf{r})$, and $M_\lambda(\hat{\mathbf{k}}) = 2\hat{k}_x\hat{k}_y(\hat{e}_{\mathbf{k}, \lambda})_z + \text{c.p.}$, where $\hat{e}_{\mathbf{k}, \lambda}$ is the phonon unit polarization vector, $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/k$ and c.p. stands for a cyclic permutation of indices. Here, a_c (a_v) denotes the electron (hole) deformation potential, V is the phonon mode normalization volume, d is the crystal density, e_{14} is the piezoelectric constant, and ϵ_r is the relative permittivity.

For a QD, we utilize the harmonic confinement approximation with Gaussian wave functions

$$\Psi_{e/h}(\mathbf{r}) = (2\pi)^{-\frac{3}{2}} \frac{1}{l_z l_\rho^2} \exp\left(-\frac{z^2}{2l_z^2} - \frac{\rho^2}{2l_\rho^2}\right), \quad (17)$$

where $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, and l_z and l_ρ are the out-of-plane and in-plane extensions. We assume stronger hole localization compared to the electron, i.e., $l_i^{(h)} = 0.8l_i^{(e)}$. The material parameters for calculating the phonon spectral densities are listed in Table I.

-
- [1] R. Alicki, M. Horodecki, P. Horodecki, and R. Horodecki, Dynamical description of quantum computing: Generic nonlocality of quantum noise, *Phys. Rev. A* **65**, 062101 (2002).
 - [2] R. Alicki, M. Horodecki, P. Horodecki, R. Horodecki, L. Jacak, and P. Machnikowski, Optimal strategy for a single-qubit gate and the trade-off between opposite types of decoherence, *Phys. Rev. A* **70**, 010501(R) (2004).
 - [3] K. Roszak, A. Grodecka, P. Machnikowski, and T. Kuhn, Phonon-induced decoherence for a quantum-dot spin qubit operated by raman passage, *Phys. Rev. B* **71**, 195333 (2005).
 - [4] M. Kuniej, P. Machnikowski, and M. Gawelczyk, Hybrid acousto-optical swing-up state control in a quantum dot, *npj Quantum Inf.* **11**, 161 (2025).
 - [5] A. Nazir and D. P. S. McCutcheon, Modelling exciton-phonon interactions in optically driven quantum dots, *J. Phys. Condens. Matter* **28**, 103002 (2016).
 - [6] M. A. Caro, S. Schulz, and E. P. O'Reilly, Origin of nonlinear piezoelectricity in III-V semiconductors: Internal strain and bond ionicity from hybrid-functional density functional theory, *Phys. Rev. B* **91**, 075203 (2015).
 - [7] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur, and W. Scientific, *Handbook Series on Semiconductor Parameters: Ternary and quaternary III-V compounds*, EBL-Schweitzer (World Scientific Publishing Company, 1999).
 - [8] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys, *J. Appl. Phys.* **89**, 5815 (2001).
 - [9] G. D. Mahan, *Many-Particle Physics (Physics of Solids and Liquids)* (Springer, Berlin, 2000).

Hybrid Acousto-Optical Spin Control in Quantum Dots

Mateusz Kuniej[✉], Paweł Machnikowski[✉], and Michał Gawęlczyk[✉]

Institute of Theoretical Physics, Wrocław University of Science and Technology, 50-370 Wrocław, Poland

 (Received 2 June 2025; revised 12 November 2025; accepted 23 December 2025; published 30 January 2026)

Mechanical degrees of freedom very weakly couple to spins in semiconductors. The inefficient coupling between phonons and single electron spins in semiconductor quantum dots (QDs) hinders their integration into on-chip acoustically coupled quantum hybrid systems. We propose a hybrid acousto-optical spin control method that circumvents this problem and effectively introduces acoustic spin rotation to QDs, complementing their rich couplings with external fields and quantum registers. We show that combining continuous-wave detuned optical coupling to a trion state and acoustic modulation results in spin rotation around an axis defined by the acoustic field. The optical field breaks spin conservation, allowing phonons to drive transitions between disrupted spin states when at resonance with the Zeeman frequency. Our method is compatible with pulse sequences that mitigate quasistatic noise effects, which makes trion recombination the primary limitation to gate fidelity under cooled nuclear-spin conditions. Numerical simulations indicate that spin rotation fidelity can be very high, if the trion lifetime is long and Zeeman splitting is sufficiently large, with a currently feasible 50 ns lifetime and 44 GHz splitting giving 99.9% fidelity. Applying our advancement could enable acoustic QD spin state transfer to diverse solid-state systems and transduction between acoustic, optical, and microwave domains, all within an on-chip integration-ready setting.

DOI: [10.1103/tbft-t2q5](https://doi.org/10.1103/tbft-t2q5)

Introduction—Acoustic waves have long been used for signal filtering, mixing, and duplexing in classical electronics like radio-frequency (rf) communication systems. These components are foundational in modern mobile and wireless technologies, where coupling mechanical waves to electrical signals enables highly selective signal processing in compact architectures [1,2]. This widespread application in classical rf systems is accompanied by advancements in coherent acoustic generation [3] with increasing frequency limits [4–6]. This is followed by explorations at the quantum level, where mechanical degrees of freedom can couple to single charges and spins in low-dimensional systems [7]. Among such systems, epitaxial semiconductor quantum dots (QDs) offer a highly controllable environment for investigating acoustic control of charge dynamics [8] and optical effects, including acoustic control of single-photon scattering [9] and emission [10].

The next logical step is to extend acoustic control to spin states. Spins in QDs present a substantial advantage for quantum information processing due to relatively long coherence times. While defect centers offer a well-established acoustic interface to spin states [11], QDs stand out as solid-state quantum emitters for their brightness and purity of single photons [12–14]. Spins in QDs assure compatibility with photonic interfaces [15] in the optical range and show potential for generating entanglement with flying qubits [16] and producing photonic cluster states [17–20]. Good quality QDs can couple confined spins to homogeneous nuclear-spin ensembles, allowing quantum

information transfer to nuclear degrees of freedom [21–23]. With optical emission tunable to the telecom band on various material platforms [24–27], QDs hosting single spins seem to be the preferred physical platform for quantum networking applications.

A challenge in achieving spin-acoustic coupling with QDs is the relatively weak intrinsic coupling between mechanical deformation and spin in semiconductors. Recent advances in integrating coherent laser sources on various chip platforms [28,29] indicate that hybrid opto-mechanical interaction is a viable, technologically feasible path, circumventing this obstacle. Pursuing this idea paves the way for universal acoustic transducers [30] using spin qubits in QDs that might couple photonic, charge, nuclear, and mechanical degrees of freedom at the quantum level. Furthermore, it would provide a quantum data bus to various qubits, including superconducting circuits, one of the workhorses of today’s practical quantum computing, thus opening new frontiers in scalable quantum information processing.

Here, we take an important step toward quantum coupling of multiple degrees of freedom: while potential implementations across various solid-state systems have been proposed [30], we address the persistent gap for single spins by proposing an acousto-optical method for single-carrier spin control. It relies on detuned optical excitation that breaks spin conservation by coupling both spin states to a trion state, and acoustic modulation resonant with the spin splitting, which can then induce spin transitions.

This hybrid method enables any spin rotation using acoustic pulses during detuned continuous-wave optical coupling. We show that already a naive two-pulse implementation of the Pauli-X gate can be fast enough to keep the infidelity due to the Overhauser field below 0.1% in QDs with cooled nuclear spins [31–34], and that pulse sequences that mitigate this quasistatic noise to the leading order can be employed. The remaining limiting factor for spin-rotation fidelity is then trion recombination, which is largely suppressed by the tiny trion occupation during operation. Thus, fast evolution, assured by a high acoustic frequency, and slow trion recombination are essential factors. We predict the recombination-caused infidelity $< 0.1\%$ with the currently available acoustic frequency for a double QD (DQD) system, where a spatially indirect long-lived trion state can be used.

System and model—Figure 1(a) pictures the idea outlined here, and Fig. 1(b) presents a more detailed level diagram. The resident electron spin in a QD is subject to an external magnetic field in the Voigt configuration and off-resonantly coupled to a charged exciton (trion) state with a continuous-wave laser (red arrows). The laser frequency ω_L is detuned from the trion energy $\hbar\omega_T$ by $\Delta = \omega_L - \omega_T$. According to selection rules, the Voigt configuration and σ_+ -polarized laser ensure equal coupling of both $|\rightarrow\rangle$ and $|\leftarrow\rangle$ states to the same trion state $|T\rangle$. This coupling aims to break spin conservation by coupling both spin states to a common state, thereby slightly mixing them (such Λ systems utilize the third state for transitions within the doublet [35,36]). Detuning prevents noticeable trion occupation, which could be detrimental due to the finite trion recombination time τ , causing dephasing. The optical transition (trion) energy is modulated by a coherent monochromatic acoustic wave via deformation potential, like a surface acoustic wave (SAW) generated by an interdigital transducer (IDT). As we show in the following, tuning the acoustic energy $\hbar\omega_{ac}$ to resonance with the spin splitting $\hbar\omega_Z$ induces spin rotation.

The Hamiltonian of the system is given by

$$H(t) = H_0 + H_{ac}(t) + H_L(t) + H_\delta \equiv H_c(t) + H_\delta, \quad (1)$$

where $H_0 = \hbar\omega_Z |\rightarrow\rangle\langle\rightarrow| + \hbar\omega_T |T\rangle\langle T|$ describes the system's free evolution. Further, H_{ac} includes acoustic modulation. With acoustic wavelengths exceeding the QD size and corresponding piezoelectric fields typically screened by a metallic layer between the QD membrane and the piezoelectric material [37], we deal with mechanical, spatially homogeneous, quasiadiabatic band shifts without significant wave function distortion or level hybridization. All orbital states are modulated, but since the trion is modulated with a different strength than single electron states, H_{ac} can be written as pure trion modulation,

$$H_{ac}(t) = -\hbar A_{ac} f(t) \cos(\omega_{ac}t - \varphi) |T\rangle\langle T|, \quad (2)$$

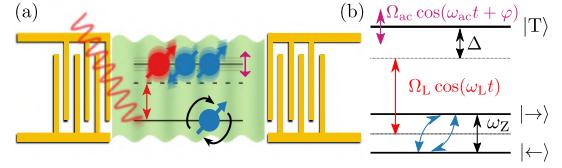


FIG. 1. Idea of the acousto-optical spin rotation in a quantum dot. (a) Principle of the method: detuned laser couples spin states to a trion state (red arrow), which is acoustically modulated (pink arrow) with a frequency equal to spin splitting, e.g., via an interdigital transducer (gold). Because of optical coupling, spin conservation is lifted, allowing for acoustic spin rotation. (b) Schematic energy structure of the three-level system with external fields. Spin states $|\leftarrow\rangle$ and $|\rightarrow\rangle$ are split in a magnetic field in Voigt configuration and optically coupled (red arrow) to the trion level $|T\rangle$ with detuning Δ . Acoustic modulation of the trion state is marked with the pink arrow. Blue arrows show the effective coupling between spin states.

where $f(t)$ is an acoustic pulse envelope with amplitude A_{ac} (see Appendix A). $H_L(t) = -\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(t)$ describes the optical coupling in the dipole approximation, where $\mathbf{d}$ is the dipole moment operator, and $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0(t) \cos(\omega_L t)$ is the laser electric field. Those three terms form our control Hamiltonian $H_c(t)$. The last term, $H_\delta = (\hbar/2)\boldsymbol{\delta} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ with $\boldsymbol{\sigma}$ denoting the vector of Pauli matrices in the basis $\{|\rightarrow\rangle, |\leftarrow\rangle\}$, describes the effect of quasistatic Overhauser noise $\boldsymbol{\delta}$ from the isotropic nuclear-spin environment [38], assumed to have independent zero-mean normal distributions with standard deviation σ_δ per component. In the rotating frame (with respect to ω_Z and ω_L) and rotating wave approximation, the Hamiltonian can be written as [35]

$$H_c(t) = -\hbar\Delta |T\rangle\langle T| + H_{ac}(t) + \frac{\hbar}{2} A_L (e^{i\omega_Z t} |\rightarrow\rangle\langle T| + |\leftarrow\rangle\langle T| + \text{H.c.}), \quad (3a)$$

$$H_\delta(t) = \frac{\hbar}{2} \delta_z \sigma_z + \frac{\hbar}{2} [(\delta_x + i\delta_y) e^{i\omega_Z t} |\rightarrow\rangle\langle\leftarrow| + \text{H.c.}], \quad (3b)$$

where A_L is the laser amplitude. To find the dissipative evolution of the system with trion recombination, we numerically solve the Lindblad master equation for the density matrix ρ ,

$$\dot{\rho}(t) = \frac{1}{i\hbar} [H(t), \rho(t)] + \frac{1}{\tau} \sum_i \left(L_i \rho(t) L_i^\dagger - \frac{1}{2} \left\{ L_i^\dagger L_i, \rho(t) \right\} \right), \quad (4)$$

with Hamiltonian (3) and the initial state $\rho(t_0) = |\rightarrow\rangle\langle\rightarrow|$, where $L_i = |i\rangle\langle T|$ are the jump operators for $i = \rightarrow, \leftarrow$.

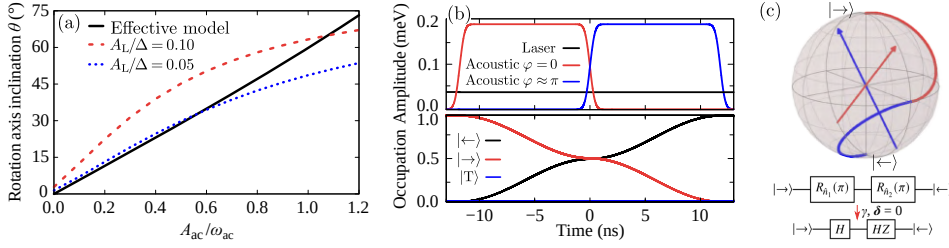


FIG. 2. Spin state control. Acousto-optical driving rotates the state around an inclined axis. (a) Comparison of the inclination angle of the spin-rotation axis between the effective model (solid line) and the full numerical solution for two different laser amplitudes (dashed and dotted lines). All inclinations up to 45° are conveniently achievable. (b) Naive implementation of the X gate. Evolution of spin states (bottom panel) under a continuous-wave detuned laser and two acoustic pulses of close to opposite phases (shown in the top panel) tuned to provide π rotations around 45° inclined axes. Parameters: $\hbar\omega_Z = 0.182$ meV, $\hbar\Delta \approx 0.766$ meV, $\hbar A_L \approx 37.9$ μ eV, $\hbar A_{ac} \approx 0.189$ meV, acoustic pulse duration ≈ 11.8 ns, and $\hbar\omega_{ac} = 0.182$ meV; dissipation and noise neglected. (c) Evolution on the Bloch sphere. Arrows mark rotation axes related to the first ($\varphi = 0$, red) and second ($\varphi \approx \pi$, blue) acoustic pulse. At the bottom, explicit operations and an equivalent quantum circuit are shown.

Effective Hamiltonian—To reveal how the laser and modulation jointly drive the spin evolution, we perform a unitary transformation, $\tilde{H}(t) = e^{iS(t)}H(t)e^{-iS(t)} - \hbar\dot{S}(t)$, with respect to $H_{ac}(t)$,

$$S(t) = \frac{1}{\hbar} \int_0^t dt' H_{ac}(t') \approx -A(t) \sin(\omega_{ac}t - \varphi) |T\rangle\langle T|, \quad (5)$$

where $A(t) = A_{ac}f(t)/\omega_{ac}$, and we assumed slowly varying $f(t)$. We get $\tilde{H}_\delta(t) = H_\delta(t)$, and, using the Jacobi-Anger formula $e^{iA \sin(x)} = \sum_n J_n(A) e^{inx}$,

$$\begin{aligned} \tilde{H}_c(t) = & -\hbar\Delta |T\rangle\langle T| + \frac{\hbar}{2} A_L \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[J_n(A(t)) e^{in(\varphi+\pi)} \right. \\ & \times \left(e^{i(\omega_Z - n\omega_{ac})t} |\rightarrow\rangle\langle T| + e^{-in\omega_{ac}t} |\leftarrow\rangle\langle T| \right) + \text{H.c.} \Big], \end{aligned} \quad (6)$$

where J_n are the Bessel functions of the first kind. For $\omega_Z = n\omega_{ac}$ with integer n , corresponding to n -phonon processes, we get a secular (nonoscillating) driving term that dominates the evolution. The strongest coupling corresponds to $\omega_Z = \omega_{ac}$, which we discuss further.

In the secular approximation, and during the acoustic pulse plateau, $A(t) = A$, we obtain a time-independent control Hamiltonian,

$$\begin{aligned} \tilde{H}_c = & -\hbar\Delta |T\rangle\langle T| \\ & + \frac{\hbar}{2} A_L \left(J_1(A) e^{i(\varphi+\pi)} |\rightarrow\rangle\langle T| + J_0(A) |\leftarrow\rangle\langle T| + \text{H.c.} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

to which we use adiabatic elimination (see Appendix B) to eliminate the weakly occupied trion state and arrive at an effective spin control Hamiltonian,

$$\begin{aligned} H_{\text{spin}} = & -\frac{\hbar A_L^2}{4\Delta} \left\{ [J_0^2(A) - J_1^2(A)] \sigma_z \right. \\ & \left. + 2J_0(A)J_1(A)(\cos\varphi\sigma_x + \sin\varphi\sigma_y) \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

with typical longitudinal (detuning) noise $\tilde{H}_\delta = \hbar\delta_z\sigma_z$ [38]. H_{spin} describes a Stark shift and off-diagonal coupling, causing spin rotation around an axis inclined at an angle,

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{2J_0(A)J_1(A)}{J_0^2(A) - J_1^2(A)} \right) \stackrel{A \lesssim 1}{\approx} A, \quad (9)$$

depending on A only, with the azimuth set by the phase φ , at a rate $\Omega = A_L^2 [J_0^2(A) + J_1^2(A)] / (2\Delta)$.

We show the dependence of the inclination angle on A in Fig. 2(a). The effective model prediction (solid black) agrees well with numerical solutions of Eq. (4) (dashed and dotted lines); the axis extraction is described in Appendix C, indicating that the simple Hamiltonian captures the primary process in the evolution. The visible laser amplitude dependence not predicted by the effective model is due to nonsecular terms that cannot be neglected for stronger optical fields. Nonetheless, acoustic field parameters fully control the spin-rotation axis.

Numerical results—A fully horizontal rotation axis cannot be achieved without significant trion occupation. Still, the available rotations allow for full qubit control. As a proof of concept, we construct the X gate by using two flat-top acoustic pulses shown in the top panel of Fig. 2(b). The first takes the state to the Bloch sphere's equator, while the second further to the opposite pole [Fig. 2(c)]. Both pulses last ≈ 11.8 ns with switching time $\kappa = 500$ ps, have amplitude $A_{ac} \approx 189$ μ eV, and differ only in phase by $\approx \pi$, providing π rotations around axes inclined by $\theta = \pi/4$ but with opposite azimuths. A deviation from exactly opposite phases compensates for the short phase accumulation

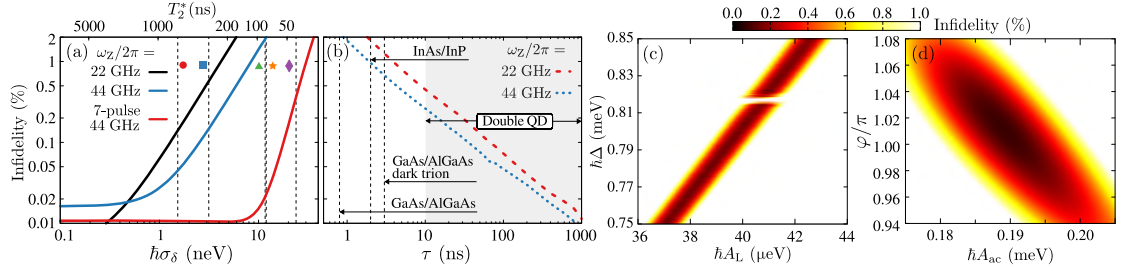


FIG. 3. Fidelity and robustness of spin rotation. (a) Average infidelity of the X gate due to longitudinal Overhauser noise for the naive two-pulse implementation with two ω_Z values (blue, black) and for the seven-pulse noise-mitigating sequence (red) as a function of the noise root mean square energy $\hbar\sigma_\delta$ (bottom axis) or corresponding spin T_2^* time (top axis). Vertical lines mark T_2^* for relevant systems: red circles, Ref. [34]; blue squares, Ref. [33]; green triangles, Ref. [31]; orange stars, Ref. [34]; purple diamonds, Ref. [32]. (b) Infidelity due to trion recombination as a function of the trion lifetime τ for two Zeeman splittings (dashed and dotted lines). Vertical lines mark typical τ values for relevant systems. (c) and (d) show the gate robustness to field fluctuations for fixed $\omega_Z = 44$ GHz, $\tau = 50$ ns. (c) Infidelity versus laser amplitude and detuning for a given acoustic pulse, and (d) as a function of acoustic field amplitude and phase of the second acoustic pulse for fixed optical field parameters.

during the acoustic field switching. This sequence performs a full spin rotation, shown in Figs. 2(b) (bottom) and 2(c). The rotation is exact when no noise ($\delta = 0$) and dissipation [$\tau \rightarrow \infty$ in Eq. (4)] are considered.

Formally, we begin in the $|\rightarrow\rangle$ state, and perform rotations $R_{\hat{n}_2}(\pi)R_{\hat{n}_1}(\pi)$ with axes $\hat{n}_{1(2)} = (\pm\hat{x} + \hat{z})/\sqrt{2}$, as shown in Fig. 2(c). When performed coherently, it is equivalent to applying H and Z followed by H quantum gates, giving X in total. This evolution can be stopped at any time, covering all horizontal-axis rotations. Combined with the phase gate via a detuned laser and ac Stark shift, this enables complete qubit control.

Fidelity and robustness—Spin-rotation fidelity is limited by quasistatic noise and finite trion lifetime. In both cases, the operation time is crucial, mainly set by $\omega_{ac} = \omega_Z$, and we consider the state-of-the-art IDT-generated SAW frequencies of 22 and 44 GHz [4–6]. Favorable impedance matching conditions enable almost lossless SAW transfer from piezoelectric LiNbO₃ to bonded semiconductor membranes with QDs, with frequencies increasing as the membrane thickness decreases [37,39]. Moreover, current IDTs on GaAs reach ~ 18 GHz [40], while optical excitation demonstrates ~ 30 GHz SAWs, ~ 42 GHz coherent LA phonons [41], and > 20 GHz guided modes [42] in GaAs, indicating the availability of tens-of-GHz acoustics in semiconductors. While a few-meV modulation amplitudes are achievable [43], our scheme requires ~ 100 – 200 μ eV, leaving room for imperfect efficiency.

We examine each decoherence source in turn. Figure 3(a) shows the average infidelity, $\bar{r} = 1 - F$, of our naive two-pulse X gate realized for the two acoustic frequencies as a function of the longitudinal noise strength $\hbar\sigma_\delta = \hbar\sqrt{2}/T_2^*$, where T_2^* is the spin transverse dephasing time. $\bar{r}$ is calculated by numerically solving Eq. (4) with varying δ_z while neglecting recombination, and averaging over the

distribution of δ_z . Vertical lines indicate σ_δ values for self-assembled InAs/GaAs [31–33] and droplet-etched GaAs/AlGaAs QDs [34] with cooled nuclear environments (see Appendix D for details). The acoustic control is fast enough to keep the infidelity of the naive gate below 0.05% for GaAs QDs ($\sim 0.15\%$ for InAs QDs). As expected, the transverse noise can be neglected [38], as its contribution becomes considerable only for $\hbar\sigma_\delta > 935$ neV ($T_2^* < 1$ ns) (not shown).

Substantial literature exists on mitigating quasistatic noise effects during qubit rotations [44]. Composite pulses and dynamically corrected gates are compatible with restricted-angle control [45–47]. We demonstrate leading-order error cancellation with an exemplary seven-pulse sequence, found via numerical optimization (see Appendixes E and F), that maintains the $\pi/4$ inclination while only involving phase skips on the acoustic drive, with a total nutation of 3.785π , only $1.9\times$ more than for the naive gate. The red line in Fig. 3(a) shows the infidelity due to longitudinal noise for that sequence at $\omega_Z = 44$ GHz and $\kappa = 250$ ps. We find strong suppression pushing the infidelity below 0.1% already for $T_2^* \approx 52$ ns, leaving above order-of-magnitude headroom for current systems with cooled nuclear spins. Methods like real-time Bayesian Hamiltonian estimation [48] should enable further improvements. This demonstrates that quasistatic noise can be effectively canceled despite relatively long acoustic-gate durations.

Although we keep the trion occupation below 10^{-4} , recombination remains the second limiting factor for fidelity. The small trion occupation incoherently returns to both spin states at a rate $1/\tau$ and forms a mixed fraction of the spin state. To determine the strength of this effect, we numerically solve Eq. (4) with varying τ , while neglecting the quasistatic noise and using the two-pulse sequence for simplicity. Figure 3(b) shows the infidelity of spin rotation

as a function of τ , optimized with respect to the remaining parameters for the two Zeeman splittings. Shorter evolution accumulates less trion recombination, yielding better results for $\omega_Z = 44$ GHz, providing faster operation. Nonetheless, both curves approach 0 with increasing τ , indicating that very low infidelity is achievable with a sufficiently high τ to gate duration ratio. We mark the trion lifetimes for relevant QD systems like GaAs QDs [trion ground states with $\tau \sim 0.3\text{--}1.2$ ns [49,50] and orbitally excited (envelope-dark) trion with effectively $\tau \sim 1\text{--}3$ ns [51,52]], self-assembled InAs/InP QDs ($\tau \sim 1.5\text{--}2$ ns [53]), and vertically stacked DQD exploiting spatially indirect states with electron-hole separation [54–57]. While all the mentioned lifetimes can be extended using the Stark effect, in DQDs, the electric field allows tuning by orders of magnitude. Using $\tau = 50$ ns already provides 0.1% infidelity, and much wider tuning is possible [56,58].

Lastly, we examine how the fidelity of the two-pulse gate is affected by small deviations from the optimal parameters that may occur in experiments. Figure 3(c) addresses laser amplitude and detuning, while in Fig. 3(d), we vary acoustic field amplitude and phase difference. In both cases, spin rotation is robust to perturbations as fidelity remains high in wide (approximately $\pm 5\%$) ranges of parameters. Note that the color scale ends at 1%. The disappearance of fidelity in Fig. 3(c) for $\hbar\Delta \approx 0.819$ meV $= 4.5\hbar\omega_{ac}$ is caused by an accidental resonance leading to the phonon-assisted trion excitation. We do not show the dependence on ω_{ac} , as it can be precisely set with no fluctuations [9], and its deviations are mainly equivalent to δ_z .

Conclusions and outlook—We have proposed a hybrid acousto-optical method of single spin control in a QD, enabling the spin-phonon interface in the system that practically lacked it. Combining acoustic modulation with off-resonant optical driving enables coherent spin transitions. The operation can be fast enough to allow efficient cancellation of quasistatic noise errors in QDs with cooled nuclear spins. The remaining important limitation to fidelity, caused by the finite trion lifetime, can be reduced by large Zeeman splittings, resulting in shorter evolution. This requires high acoustic frequencies, but even for the currently achievable 44 GHz we show 99.9% fidelity for a DQD. Acoustic spin rotation has a direct advantage over microwave-based methods. Because of their low sound velocity, acoustic waves are 4 orders of magnitude shorter, enabling seamless on-chip integration. Introducing acoustic coupling for single spin states to QDs has broader implications. With established interfaces to light, microwaves, and nuclear-spin registers, now extended to phonons, QDs could become fundamental elements in hybrid quantum architectures. This capability could open pathways for controllable spin-phonon entanglement and acoustic state transfer. Moreover, the simultaneous coupling of QD spins to multiple physical fields creates the potential for QDs to become versatile transducers, facilitating quantum information transfer not

only across the electromagnetic spectrum but also between distinct physical domains.

Acknowledgments—We thank Matthias Weiß, and Hubert J. Krenner for discussions. M.K. and P.M. acknowledge support from the National Science Centre (Poland) under Grants No. 2023/49/N/ST3/03931 and No. 2023/50/A/ST3/00511, respectively. M.G. acknowledges the financing of the MEEDGARD project funded within the QuantERA II Program that has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation program under Grant Agreement No. 101017733 and the National Centre for Research and Development, Poland—Project No. QUANTERAII/2/56/MEEDGARD/2024. This work has been supported by a Research Group Linkage Grant of the Alexander von Humboldt-Foundation funded by the German Federal Ministry of Education and Research (BMBF).

Data availability—The data that support the findings of this article are openly available [59].

- [1] C. Campbell, *Surface Acoustic Wave Devices and their Signal Processing Applications* (Academic Press, New York, 1989).
- [2] K.-y. Hashimoto, *Surface Acoustic Wave Devices in Telecommunications. Modelling and Simulation* (Springer, Berlin, Heidelberg, 2000).
- [3] P. Delsing *et al.*, The 2019 surface acoustic waves roadmap, *J. Phys. D* **52**, 353001 (2019).
- [4] M. Choquer, M. Weiß, E. D. S. Nysten, M. Lienhart, P. Machnikowski, D. Wigger, H. J. Krenner, and G. Moody, Quantum control of optically active artificial atoms with surface acoustic waves, *IEEE Trans. Quantum Eng.* **3**, 1 (2022).
- [5] J. Zheng, J. Zhou, P. Zeng, Y. Liu, Y. Shen, W. Yao, Z. Chen, J. Wu, S. Xiong, Y. Chen, X. Shi, J. Liu, Y. Fu, and H. Duan, 30 GHz surface acoustic wave transducers with extremely high mass sensitivity, *Appl. Phys. Lett.* **116**, 123502 (2020).
- [6] J. Zhou, D. Zhang, Y. Liu, F. Zhuo, L. Qian, H. Li, Y.-Q. Fu, and H. Duan, Record-breaking frequency of 44 GHz based on the higher order mode of surface acoustic waves with LiNbO₃/SiO₂/SiC heterostructures, *Engineering* **20**, 112 (2023).
- [7] Priya, E. R. Cardozo de Oliveira, and N. D. Lanzillotti-Kimura, Perspectives on high-frequency nanomechanics, nanoacoustics, and nanophononics, *Appl. Phys. Lett.* **122**, 140501 (2023).
- [8] F. J. R. Schüle, K. Müller, M. Bichler, G. Koblmüller, J. J. Finley, A. Wixforth, and H. J. Krenner, Acoustically regulated carrier injection into a single optically active quantum dot, *Phys. Rev. B* **88**, 085307 (2013).
- [9] M. Weiß, D. Wigger, M. Nägele, K. Müller, J. J. Finley, T. Kuhn, P. Machnikowski, and H. J. Krenner, Optomechanical wave mixing by a single quantum dot, *Optica* **8**, 291 (2021).
- [10] D. D. Bühler, M. Weiß, A. Crespo-Poveda, E. D. S. Nysten, J. J. Finley, K. Müller, P. V. Santos, M. M. de Lima, and H. J.

- Krenner, On-chip generation and dynamic piezo-optomechanical rotation of single photons, *Nat. Commun.* **13**, 6998 (2022).
- [11] S. Maity, L. Shao, S. Bogdanović, S. Meesala, Y.-I. Sohn, N. Sinclair, B. Pingault, M. Chalupnik, C. Chia, L. Zheng, K. Lai, and M. Lončar, Coherent acoustic control of a single silicon vacancy spin in diamond, *Nat. Commun.* **11**, 193 (2020).
- [12] P. Lodahl, S. Mahmoodian, and S. Stobbe, Interfacing single photons and single quantum dots with photonic nanostructures, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 347 (2015).
- [13] N. Somaschi, V. Giesz, L. De Santis, J. C. Loredó, M. P. Almeida, G. Hornecker, S. L. Portalupi, T. Grange, C. Antón, J. Demory, C. Gómez, I. Sagnes, N. D. Lanzillotti-Kimura, A. Lemaître, A. Auffeves, A. G. White, L. Lanco, and P. Senellart, Near-optimal single-photon sources in the solid state, *Nat. Photonics* **10**, 340 (2016).
- [14] N. Tömm, A. Javadi, N. O. Antoniadis, D. Najer, M. C. Löbl, A. R. Korsch, R. Schott, S. R. Valentin, A. D. Wieck, A. Ludwig, and R. J. Warburton, A bright and fast source of coherent single photons, *Nat. Nanotechnol.* **16**, 399 (2021).
- [15] S. T. Yılmaz, P. Fallahi, and A. İmamoğlu, Quantum-dot-spin single-photon interface, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 033601 (2010).
- [16] Y. L. Delley, M. Kroner, S. Faelt, W. Wegscheider, and A. İmamoğlu, Deterministic entanglement between a propagating photon and a singlet-triplet qubit in an optically active quantum dot molecule, *Phys. Rev. B* **96**, 241410(R) (2017).
- [17] N. H. Lindner and T. Rudolph, Proposal for pulsed on-demand sources of photonic cluster state strings, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 113602 (2009).
- [18] S. E. Economou, N. Lindner, and T. Rudolph, Optically generated 2-dimensional photonic cluster state from coupled quantum dots, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 093601 (2010).
- [19] C. P. Michaels, J. Arjona Martínez, R. Debroux, R. A. Parker, A. M. Stramma, L. I. Huber, C. M. Purser, M. Atatüre, and D. A. Gangloff, Multidimensional cluster states using a single spin-photon interface coupled strongly to an intrinsic nuclear register, *Quantum* **5**, 565 (2021).
- [20] D. Cogan, Z.-E. Su, O. Kenneth, and D. Gershoni, Deterministic generation of indistinguishable photons in a cluster state, *Nat. Photonics* **17**, 324 (2023).
- [21] E. A. Chekhovich, S. F. C. da Silva, and A. Rastelli, Nuclear spin quantum register in an optically active semiconductor quantum dot, *Nat. Nanotechnol.* **15**, 999 (2020).
- [22] N. Shofer, L. Zaporiski, M. Hayhurst Appel, S. Manna, S. Covre da Silva, A. Ghorbal, U. Haeusler, A. Rastelli, C. Le Gall, M. Gawelczyk, M. Atatüre, and D. A. Gangloff, Tuning the coherent interaction of an electron qubit and a nuclear magnon, *Phys. Rev. X* **15**, 021004 (2025).
- [23] M. H. Appel, A. Ghorbal, N. Shofer, L. Zaporiski, S. Manna, S. F. C. da Silva, U. Haeusler, C. Le Gall, A. Rastelli, D. A. Gangloff, and M. Atatüre, A many-body quantum register for a spin qubit, *Nat. Phys.* **21**, 368 (2025).
- [24] P. Holewa, D. A. Vajner, E. Zięba-Ostójk, M. Wasiluk, B. Gaál, A. Sakanas, M. Burakowski, P. Mrowiński, B. Krajník, M. Xiong, K. Yvind, N. Gregersen, A. Musiał, A. Huck, T. Heindel, M. Syperek, and E. Semenova, High-throughput quantum photonic devices emitting indistinguishable photons in the telecom C-band, *Nat. Commun.* **15**, 3358 (2024).
- [25] P. Holewa, A. Sakanas, U. M. Gür, P. Mrowiński, A. Huck, B.-Y. Wang, A. Musiał, K. Yvind, N. Gregersen, M. Syperek, and E. Semenova, Bright quantum dot single-photon emitters at telecom bands heterogeneously integrated on Si, *ACS Photonics* **9**, 2273 (2022).
- [26] D. Deutsch, C. Buchholz, V. Zolatanosha, K. D. Jöns, and D. Reuter, Telecom C-band photon emission from (In, Ga) As quantum dots generated by filling nanoholes in $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ layers, *AIP Adv.* **13**, 055009 (2023).
- [27] J. Michl, G. Peniakov, A. Pfenning, J. Hilska, A. Chellu, A. Bader, M. Guina, S. Höfling, T. Hakkarainen, and T. Huber-Loyola, Strain-free GaSb quantum dots as single-photon sources in the telecom S-band, *Adv. Quantum Technol.* **6**, 2300180 (2023).
- [28] N. Li, G. Chen, D. K. T. Ng, L. W. Lim, J. Xue, C. P. Ho, Y. H. Fu, and L. Y. T. Lee, Integrated lasers on silicon at communication wavelength: A progress review, *Adv. Opt. Mater.* **10**, 2201008 (2022).
- [29] K. Van Gasse, S. Uvin, V. Moskalenko, S. Latkowski, G. Roelkens, E. Bente, and B. Kuyken, Recent advances in the photonic integration of mode-locked laser diodes, *IEEE Photonics Technol. Lett.* **31**, 1870 (2019).
- [30] M. J. A. Schuetz, E. M. Kessler, G. Giedke, L. M. K. Vandersypen, M. D. Lukin, and J. I. Cirac, Universal quantum transducers based on surface acoustic waves, *Phys. Rev. X* **5**, 031031 (2015).
- [31] B. Sun, C. M. E. Chow, D. G. Steel, A. S. Bracker, D. Gammon, and L. J. Sham, Persistent narrowing of nuclear-spin fluctuations in InAs quantum dots using laser excitation, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 187401 (2012).
- [32] G. Éthier-Majcher, D. Gangloff, R. Stockill, E. Clarke, M. Hugues, C. Le Gall, and M. Atatüre, Improving a solid-state qubit through an engineered mesoscopic environment, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 130503 (2017).
- [33] D. M. Jackson, U. Haeusler, L. Zaporiski, J. H. Bodey, N. Shofer, E. Clarke, M. Hugues, M. Atatüre, C. Le Gall, and D. A. Gangloff, Optimal purification of a spin ensemble by quantum-algorithmic feedback, *Phys. Rev. X* **12**, 031014 (2022).
- [34] G. N. Nguyen, C. Spinnler, M. R. Hogg, L. Zhai, A. Javadi, C. A. Schrader, M. Erbe, M. Wyss, J. Ritzmann, H.-G. Babin, A. D. Wieck, A. Ludwig, and R. J. Warburton, Enhanced electron-spin coherence in a GaAs quantum emitter, *Phys. Rev. Lett.* **131**, 210805 (2023).
- [35] M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1997).
- [36] D. A. Golter, T. Oo, M. Amezcua, I. Lekavicius, K. A. Stewart, and H. Wang, Coupling a surface acoustic wave to an electron spin in diamond via a dark state, *Phys. Rev. X* **6**, 041060 (2016).
- [37] E. D. S. Nysten, Hybrid LiNbO_3 -(Al)GaAs devices for quantum dot optomechanics, Ph.D. thesis, Faculty of Mathematics, Natural Sciences, and Materials Engineering, University of Augsburg, Augsburg, Germany, 2021.
- [38] I. A. Merkulov, A. L. Efros, and M. Rosen, Electron spin relaxation by nuclei in semiconductor quantum dots, *Phys. Rev. B* **65**, 205309 (2002).

- [39] E. D. S. Nysten, Y. H. Huo, H. Yu, G. F. Song, A. Rastelli, and H. J. Krenner, Multi-harmonic quantum dot optomechanics in fused LiNbO_3 -(Al)GaAs hybrids, *J. Phys. D* **50**, 43LT01 (2017).
- [40] I. V. Kukushkin, J. H. Smet, D. S. Lyne Abergel, V. I. Fal'ko, W. Wegscheider, and K. von Klitzing, Detection of the electron spin resonance of two-dimensional electrons at large wave vectors, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 126807 (2006).
- [41] O. Ken, D. Horiachyi, I. Akimov, V. Korenev, V. Gusev, L. Litvin, M. Kahl, A. Ludwig, N. Spitzer, A. D. Wieck, and M. Bayer, High-frequency surface acoustic waves: Generation with sub-optical wavelength metal gratings and detection at the exciton resonance, [arXiv:2507.11425](https://arxiv.org/abs/2507.11425).
- [42] D. D. Yaremkevich, A. V. Scherbakov, S. M. Kukhtaruk, T. L. Linnik, N. E. Khokhlov, F. Godejohann, O. A. Dyatlova, A. Nadzeyka, D. P. Pattnaik, M. Wang, S. Roy, R. P. Campion, A. W. Rushforth, V. E. Gusev, A. V. Akimov, and M. Bayer, Protected long-distance guiding of hypersound underneath a nanocorrugated surface, *ACS Nano* **15**, 4802 (2021).
- [43] J. Pustowski, K. Müller, M. Bichler, G. Koblmüller, J. J. Finley, A. Wixforth, and H. J. Krenner, Independent dynamic acousto-mechanical and electrostatic control of individual quantum dots in a LiNbO_3 -GaAs hybrid, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 013107 (2015).
- [44] E. Barnes, F. A. Calderon-Vargas, W. Dong, B. Li, J. Zeng, and F. Zhuang, Dynamically corrected gates from geometric space curves, *Quantum Sci. Technol.* **7**, 023001 (2022).
- [45] J. Zeng, C. H. Yang, A. S. Dzurak, and E. Barnes, Geometric formalism for constructing arbitrary single-qubit dynamically corrected gates, *Phys. Rev. A* **99**, 052321 (2019).
- [46] S. Kukita, H. Kiya, and Y. Kondo, General off-resonance-error-robust symmetric composite pulses with three elementary operations, *Phys. Rev. A* **106**, 042613 (2022).
- [47] H. Y. Waleign, X. Cai, B. Li, E. Barnes, and J. M. Nichol, Dynamically corrected gates in silicon singlet-triplet spin qubits, *Phys. Rev. Appl.* **22**, 064029 (2024).
- [48] M. D. Shulman, S. P. Harvey, J. M. Nichol, S. D. Bartlett, A. C. Doherty, V. Umansky, and A. Yacoby, Suppressing qubit dephasing using real-time hamiltonian estimation, *Nat. Commun.* **5**, 5156 (2014).
- [49] L. Zhai, M. C. Löbl, G. N. Nguyen, J. Ritzmann, A. Javadi, C. Spinnler, A. D. Wieck, A. Ludwig, and R. J. Warburton, Low-noise GaAs quantum dots for quantum photonics, *Nat. Commun.* **11**, 4745 (2020).
- [50] A. Küster, C. Heyn, A. Ungeheuer, G. Juska, S. Tommaso Moroni, E. Pelucchi, and W. Hansen, Droplet etching of deep nanoholes for filling with self-aligned complex quantum structures, *Nanoscale Res. Lett.* **11**, 282 (2016).
- [51] M. Reindl, J. H. Weber, D. Huber, C. Schimpf, S. F. Covre da Silva, S. L. Portalupi, R. Trotta, P. Michler, and A. Rastelli, Highly indistinguishable single photons from incoherently excited quantum dots, *Phys. Rev. B* **100**, 155420 (2019).
- [52] B. U. Lehner, T. Seidelmann, G. Undeutsch, C. Schimpf, S. Manna, M. Gawelczyk, S. F. Covre da Silva, X. Yuan, S. Stroj, D. E. Reiter, V. M. Axt, and A. Rastelli, Beyond the four-level model: Dark and hot states in quantum dots degrade photonic entanglement, *Nano Lett.* **23**, 1409 (2023).
- [53] Ł. Dusanowski, M. Gawelczyk, J. Misiewicz, S. Höfling, J. P. Reithmaier, and G. Sęk, Strongly temperature-dependent recombination kinetics of a negatively charged exciton in asymmetric quantum dots at 1.55 μm , *Appl. Phys. Lett.* **113**, 043103 (2018).
- [54] H. J. Krenner, M. Sabathil, E. C. Clark, A. Kress, D. Schuh, M. Bichler, G. Abstreiter, and J. J. Finley, Direct observation of controlled coupling in an individual quantum dot molecule, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 057402 (2005).
- [55] F. Bopp, J. Schall, N. Bart, F. Vögl, C. Cullip, F. Sbresny, K. Boos, C. Thalacker, M. Lienhart, S. Rodt, D. Reuter, A. Ludwig, A. D. Wieck, S. Reitzenstein, K. Müller, and J. J. Finley, Coherent driving of direct and indirect excitons in a quantum dot molecule, *Phys. Rev. B* **107**, 165426 (2023).
- [56] C. Heyn, A. Küster, A. Ungeheuer, A. Gräfenstein, and W. Hansen, Excited-state indirect excitons in GaAs quantum dot molecules, *Phys. Rev. B* **96**, 085408 (2017).
- [57] M. Lienhart, K. Gawarecki, M. Stöcker, F. Bopp, C. Cullip, N. Akhlaq, C. Thalacker, J. Schall, S. Rodt, A. Ludwig, D. Reuter, S. Reitzenstein, K. Müller, P. Machnikowski, and J. J. Finley, Resonant and anti-resonant exciton-phonon coupling in quantum dot molecules, *Phys. Rev. B* **112**, 235305 (2025).
- [58] A. Boyer de la Giroday, N. Sköld, R. M. Stevenson, I. Farrer, D. A. Ritchie, and A. J. Shields, Exciton-spin memory with a semiconductor quantum dot molecule, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 216802 (2011).
- [59] M. Kuniej, P. Machnikowski, and M. Gawelczyk, Hybrid acousto-optical spin control in quantum dots, *RepOD*, vol. **V1** (2025), [10.18150/BH4DZB](https://doi.org/10.18150/BH4DZB).
- [60] H. Haken, Statistical physics of bifurcation, spatial structures, and fluctuations of chemical reactions, *Z. Phys. B* **20**, 413 (1975).
- [61] H. K. Cummins, G. Llewellyn, and J. A. Jones, Tackling systematic errors in quantum logic gates with composite rotations, *Phys. Rev. A* **67**, 042308 (2003).
- [62] E. Barnes, X. Wang, and S. Das Sarma, Robust quantum control using smooth pulses and topological winding, *Sci. Rep.* **5**, 12685 (2015).
- [63] K. Khodjasteh and L. Viola, Dynamically error-corrected gates for universal quantum computation, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 080501 (2009).
- [64] T. J. Green, J. Sastrawan, H. Uys, and M. J. Biercuk, Arbitrary quantum control of qubits in the presence of universal noise, *New J. Phys.* **15**, 095004 (2013).

End Matter

Appendix A: Shape of acoustic pulses—The envelopes of flattop pulses used in numerical simulations are given by

$$f_i(t) = \frac{1}{2} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{t - t'_i - \Delta t_i/2}{\kappa} \right) \operatorname{erf} \left(\frac{t - t'_i + \Delta t_i/2}{\kappa} \right) \right], \quad (\text{A1})$$

where t'_i is the i th pulse center, κ the switching rate, and Δt_i the pulse duration. For series of M pulses $t'_i = \sum_{j=1}^i \Delta t_j - (\Delta t_1 + \Delta t_i)/2$, and the total envelope is $f(t) = \sum_{i=1}^M f_i(t)$.

Appendix B: Adiabatic elimination—We begin from writing the Schrödinger equation for the system $i\hbar\dot{\psi} = \tilde{H}_c\psi$ with $\psi = [c_{\rightarrow}(t), c_{\leftarrow}(t), c_T(t)]^T$ and the Hamiltonian (7) rewritten as $\tilde{H}_c = -\hbar\Delta|T\rangle\langle T| + \hbar(\eta_{\rightarrow}|\rightarrow\rangle\langle T| + \eta_{\leftarrow}|\leftarrow\rangle\langle T| + \text{H.c.})$, with $\eta_{\rightarrow} = A_L J_1(A)e^{-i\varphi}/2$, $\eta_{\leftarrow} = A_L J_0(A)/2$. We deal with a set of three differential equations, the third of which reads

$$i\dot{c}_T(t) = -\Delta c_T(t) + \eta_{\rightarrow}^* c_{\rightarrow}(t) + \eta_{\leftarrow}^* c_{\leftarrow}(t). \quad (\text{B1})$$

In the adiabatic elimination [60], we separate the timescales of the fast but weak and unimportant oscillations of c_T due to the large detuning Δ and the slow evolution governed by the coupling to $|\rightarrow\rangle$ and $|\leftarrow\rangle$ states. As the trion is initially unoccupied, we may estimate $|c_T|$ to be as small as $|\eta/\Delta|$ (let $\eta_{\rightarrow} \simeq \eta_{\leftarrow} = \eta$). Neglecting the fast “own” evolution of the trion as averaging to zero, and only keeping the sought-for second-order processes, the retained contribution to $|\dot{c}_T|$ is of the order of $|\eta^2/\Delta|$. These estimates yield $|\dot{c}_T| \ll |\Delta c_T|$ given $|\eta/\Delta| \ll 1$. Thus, we set $\dot{c}_T = 0$ on the left-hand side of Eq. (B1) and then solve algebraically for c_T as a combination of $c_{\rightarrow}$ and $c_{\leftarrow}$,

$$c_T(t) = \frac{\eta_{\rightarrow}^*}{\Delta} c_{\rightarrow}(t) + \frac{\eta_{\leftarrow}^*}{\Delta} c_{\leftarrow}(t). \quad (\text{B2})$$

We can arrive at the same result formally. Let us factor out the fast oscillation, $c_T(t) = \exp(i\Delta t)\tilde{c}_T(t)$, and define

$f(t) = \eta_{\rightarrow}^* c_{\rightarrow}(t) + \eta_{\leftarrow}^* c_{\leftarrow}(t)$. Now, we have $i\dot{\tilde{c}}_T(t) = \exp(-i\Delta t)f(t)$, which we formally integrate $\tilde{c}_T(t) = -i \int_0^t d\tau e^{-i\Delta\tau} f(\tau)$. Integrating by parts and returning to the original amplitude c_T , we get

$$c_T(t) = \frac{1}{\Delta} \left[f(t) - e^{i\Delta t} f(0) - \int_0^t d\tau e^{i\Delta(t-\tau)} \frac{df(\tau)}{d\tau} \right]. \quad (\text{B3})$$

We continue integrating by parts, producing a series

$$c_T(t) = \sum_{n=1}^{\infty} i^{3n+1} \frac{1}{\Delta^n} \left[f^{(n-1)}(t) - e^{i\Delta t} f^{(n-1)}(0) \right], \quad (\text{B4})$$

where $f^{(n)}(t) = d^n f/dt^n$. This form conveniently separates the adiabatic and oscillatory contributions. The consecutive derivatives $|f^{(n-1)}|$ are of order $|\eta|^n$, with η representing the characteristic frequency of adiabatic evolution. We thus obtained a series expansion in the small parameter $|\eta/\Delta|$, where adiabatic elimination retains the leading nonoscillatory term, reproducing (B2).

By making the trion state amplitude evolution fully dependent on the other two amplitudes, we reduce the problem to a Schrödinger equation for an effective two-level system, $i\hbar[\dot{c}_{\rightarrow}(t), \dot{c}_{\leftarrow}(t)]^T = H_{\text{spin}}[c_{\rightarrow}(t), c_{\leftarrow}(t)]^T$, with H_{spin} from Eq. (8) describing a second-order acousto-optical coupling between spin states.

Appendix C: Inclination of rotation axis—To extract the qubit rotation axis from the full numerical simulation, we identify the lowest point in the qubit trajectory (i.e., nearest to the south pole of the Bloch sphere, $|\leftarrow\rangle$ state) and pair it with the extremal point of the initial state, $|\rightarrow\rangle$. The vector normal to the line connecting these points defines the qubit rotation axis.

Appendix D: Spin T_2^* values—In the simulations, we calculate the root mean square Overhauser field energy as $\hbar\sigma_{\delta} = \sqrt{2}\hbar/T_2^*$ based on the literature T_2^* times (assuming hyperfine-limited) for InAs and GaAs QDs with cooled nuclear spins. Table I lists these values, including their sources and cooling methods.

TABLE I. Electron-spin T_2^* values and corresponding Overhauser root mean square energy in QD platforms. Symbols in the first column refer to labels in Fig. 3(a).

	System	T_2^* (ns)	$\hbar\sigma_{\delta}$ (neV)	Cooling method	Reference
◆	InAs/GaAs (self-assembled)	39	23.9	Coherent population trapping feedback	[32]
▲	InAs/GaAs (self-assembled)	$\sim 80^a$	11.6	Hole-assisted dynamical nuclear polarization	[31]
■	InAs/GaAs (self-assembled)	296	3.14	Quantum-algorithmic feedback	[33]
★	GaAs/AlGaAs (droplet-etched)	78	11.9	Rabi cooling	[34]
•	GaAs/AlGaAs (droplet-etched)	608	1.53	Quantum-sensing-based cooling	[34]

^aReference [31], T_2^* is converted from the reported linewidth via $T_2^* = 1/\gamma_s$ with $\gamma_s/2\pi = 2$ MHz.

TABLE II. Pulse parameters, φ_i and α_i and σ_i for the X-gate sequence that cancels the leading-order longitudinal quasistatic Overhauser noise.

Pulse index i	1	2	3	4	5	6	7
φ_i/π	1.0656	0.9867	0.8159	0.3096	1.9170	1.6056	0.6490
α_i/π	1.0550	0.5589	0.1152	0.6825	0.3454	0.5169	0.5111
$\Delta t_i(\text{ps})$	12406.7	6573.00	1355.05	8026.48	4062.43	6078.64	6010.35

Appendix E: Example longitudinal noise canceling sequence—Standard CORPSE-like sequences [61] do not apply to our tilted rotation axes, and typical methods require continuous tuning of both the inclination and azimuth [45,62]. Here, we show that one can maintain a fixed inclination (set by the acoustic amplitude) while piecewise altering the azimuth through feasible phase skips on the acoustic drive. The pulse sequence used here to implement the X gate while canceling leading-order longitudinal quasistatic noise is ideally represented (for square pulses) as $R_{\varphi_N}(\alpha_N) \dots R_{\varphi_1}(\alpha_1) R_{\varphi_1}(\alpha_1)$ with $N = 7$. Here, φ defines the azimuth of the i h rotation axis (equal to the acoustic phase), always inclined by $\theta = \pi/4$, and α_i are the rotation angles. Table II lists all φ_i and α_i found by minimizing the leading-order contribution to gate infidelity (see below). The sequence was then simulated with realistic pulses with $\kappa = 250$ ps. Pulse durations Δt_i are calculated from α_i based on the duration of a π rotation of 11.7599 ns, with values in the last two rows of Table II. No further optimization of the sequence was performed; only the laser parameters were optimized to compensate for the nonideal acoustic pulses, yielding $\hbar\Delta \approx 0.76593$ meV, $\hbar A_L \approx 37.9335$ μeV .

Appendix F: Mitigating quasistatic noise impact—We adopt the approach from Refs. [63,64]. The control Hamiltonian for a single pulse inducing rotation about axis $\hat{n}$ is $H_c = (\hbar\Omega/2)\hat{n} \cdot \sigma$ and for duration α/Ω induces evolution $U_c(\alpha, \hat{n}) = \cos(\alpha/2)1 - i \sin(\alpha/2)\hat{n} \cdot \sigma$. The actual evolution during a pulse, driven by $H = H_c + H_\delta$ is given by $U(t) = \exp(-iHt/\hbar)$ and differs from the ideal by the error propagator

$$U_{\text{err}}(t) = U_c(t)^\dagger U(t). \quad (\text{F1})$$

Differentiating shows that

$$\dot{U}_{\text{err}}(t) = (-i/\hbar)\mathcal{H}(t)U_{\text{err}}(t) \quad \text{with} \quad \mathcal{H} = U_c(t)^\dagger H_\delta U_c(t), \quad (\text{F2})$$

i.e., the error evolution is driven by the noise Hamiltonian in the interaction picture of the control Hamiltonian (the toggling frame). For longitudinal noise,

$H_\delta = (\hbar\delta/2)\hat{e}_z \cdot \sigma$, we have $\mathcal{H}(t) = (\hbar\delta/2)[R^\top(t)\hat{e}_z] \cdot \sigma$, where $R(t)$ is the Bloch-sphere rotation performed by $U_c(t)$. Next, we express $U_{\text{err}}(t)$ as a time-ordered exponential and apply the Magnus expansion,

$$U_{\text{err}}(t) = \mathcal{T} \exp \left(-i \int_0^t d\tau \mathcal{H}(\tau)/\hbar \right) = \exp(-i\Phi_1 - i\Phi_2 + \dots), \quad (\text{F3})$$

with $\mathcal{T}$ denoting time ordering. Retaining the first-order term with $\Phi_1 = \int_0^t d\tau \mathcal{H}(\tau)/\hbar$ yields $U_{\text{err}}(t) \approx \exp[-i\delta \mathbf{g} \cdot \sigma/(2\Omega)]$, characterized by a dimensionless error vector $\mathbf{g} = \Omega \int_0^t d\tau R^\top(\tau)\hat{e}_z$. For a square pulse, the angle $\phi = \Omega t$ varies from 0 to α over pulse duration T . We may calculate

$$\begin{aligned} \mathbf{g} &= \Omega \int_0^T d\tau R^\top(\tau)\hat{e}_z \\ &= \int_0^\alpha d\phi R_{\hat{n}}(-\phi)\hat{e}_z \\ &= \sin \alpha \hat{e}_z - [\hat{n} \times \hat{e}_z](1 - \cos \alpha) + \hat{n}[\hat{n} \cdot \hat{e}_z](\alpha - \sin \alpha). \end{aligned} \quad (\text{F4})$$

The error accumulates over the sequence. The toggling frame differs for each pulse, and for the k h pulse, it is given by $R_{\text{pre}}^{(k)}$, the total rotation from $k-1$ previous pulses. The total error for M pulses is the sum of contributions rotated to a common frame,

$$\mathbf{g}_{\text{tot}} = \sum_{k=1}^M \left(R_{\text{pre}}^{(k)} \right)^\top \mathbf{g}^{(k)}. \quad (\text{F5})$$

The sequence has to both cancel $\mathbf{g}_{\text{tot}}$ and realize the desired target evolution U_{tgt} . The mismatch between the target and ideal evolution $U_0 = U_c(\alpha_M, \hat{n}_M) \dots U_c(\alpha_2, \hat{n}_2) U_c(\alpha_1, \hat{n}_1)$ is $U_{\text{tgt}}^\dagger U_0 \approx \exp(-i\mathbf{v} \cdot \sigma/2)$. For a fixed rotation axis inclination, $\mathbf{g}_{\text{tot}}$ and $\mathbf{v}$ are functions of M azimuths φ_i and M rotation angles α_i , which we find by minimizing both vectors (weighted).

Fast universal parametric spin control in an acoustically modulated quantum dot

Mateusz Kuniej  and Michał Gawelczyk 

Institute of Theoretical Physics, Wrocław University of Science and Technology, 50-370 Wrocław, Poland

Quantum communication, distributed computing, and hybrid architectures rely on nodes enabling coherent control of qubits and coupling to propagating quantum modes. While semiconductor quantum-dot (QD) spins couple to microwave and optical photons, weak interaction with mechanical waves has limited the integration of single-QD spin qubits into on-chip, acoustically coupled hybrid systems. The existing theory of acoustic QD spin control suffers from a limited range of rotation-axis angles, enforcing complex realizations of gate primitives and long gate times, leaving little margin against decoherence from trion decay and quasi-static nuclear-spin noise. We propose parametric control that overcomes these problems. We use far-detuned optical coupling to a trion state to dress and thus mix spin states, combined with acoustic modulation of the optical transition energy. Instead of relying on direct acoustic resonance with the spin splitting that leads to significant bottlenecks, we induce spin rotations parametrically via resonance with the dressed-spin splitting. We thus develop a spin analog of the “swing-up” charge-state excitation. Our scheme provides fast universal qubit control with nearly arbitrary rotation axes. Our ~ 155 ps Pauli-X gate duration is $\sim 290\times$ faster than in the previous acousto-optical formulation and $\sim 14\times$ faster than optical Faraday-geometry spin rotation. The parametric scheme naturally enables higher-harmonic processes. Numerical simulations for ~ 44 GHz acoustic driving show average gate fidelity $\geq 99.9\%$ even for uncooled nuclear-spin environments of GaAs and InAs QDs for trion lifetime ≥ 1.25 ns. These metrics suggest practically usable control and may introduce a spin-phonon interface with high interaction rates, versatility, and multi-phonon processes, essential for future acoustically coupled hybrid architectures.

INTRODUCTION

Coherent control of solid-state spins and their coupling to propagating quantum modes are two essential requirements for building scalable quantum nodes for processing and exchange of quantum information [1–3]. Acoustic fields are particularly promising in this context as they can serve both as a local control field and an on-chip quantum bus connecting confined spin states to a broad range of solid-state degrees of freedom in quantum hybrid systems [4–7]. However, to realize this potential, acoustic spin manipulation must be universal and robust, and provide gate speeds that are competitive with established control techniques.

Semiconductor quantum dots (QDs) are widely studied as quantum light emitters that stand out for the quality of single photons [8, 9], their entangled pairs [10, 11], and ability to generate cluster states [12–14]. QD spin states have attracted attention due to their relatively long coherence times [15], the controllable interface with optical photons [1], and the possibility of harnessing [15–18] and coherently controlling their nuclear spin environment [19], and turning it into a quantum register [3, 20]. Thus, QDs are a promising platform that meets both of the aforementioned requirements for a quantum node, currently exploiting photons and enabling long-distance state transfer.

Due to low sound velocity in solids, acoustic waves and their quantized modes occupy the short-wavelength regime, with wavelengths several orders of magnitude shorter than electromagnetic waves at comparable frequencies, which is useful for extending the use of QD spins toward compact, on-chip, short-range communication and control. This acoustically mediated integration is enabled by strain and piezoelectric couplings to a broad range of systems in solids [6], including superconducting qubits, a leading platform in current quantum computing [21–23], thus facilitating phonon-mediated heterogeneous information processing and transduction between otherwise

disparate quantum degrees of freedom [5]. While proposals for realizing acoustically driven control and state transfer involving double-QD singlet-triplet qubits exist [5, 24], acoustically driven control of individual confined spins would provide the missing link for a mechanical interface to QD quantum nodes.

Realizing such an interface has been hindered by the weak intrinsic coupling between lattice deformation and spin in high-symmetry solid-state systems [25, 26], where the dominant deformation-induced interactions mostly preserve the spin projection. One route towards overcoming this limitation was taken by exploiting virtual optical coupling to a trion state in a Λ -system that breaks spin conservation in the ground-state doublet, enabling coherent acoustic spin rotation [27]. However, the resonant character of the method, where the acoustic frequency must match the Zeeman splitting, combined with relatively low available acoustic frequencies, results in long gate operation times that exceed the involved trion lifetime and inhomogeneous spin dephasing time, leading to strong decoherence constraints. Moreover, the restricted set of feasible qubit rotation axes necessitates composite pulse sequences even for simple spin gates and the development of custom noise-mitigating sequences. These limitations affect not only the acoustic spin gates, but also the usefulness of the same interaction as a coherent spin-phonon interface for state transfer and hybrid quantum operations. Thus, further exploration of QD acousto-spintronics requires overcoming bottlenecks of gate operation speed and lack of simple universal control primitives, which, in turn, translate into a spin-phonon interface restricted in both speed and functionality.

Here, we overcome these obstacles by proposing a parametric acousto-optical method for spin control. We not only rely on virtual optical coupling to the trion to enable acoustic spin transitions but also exploit optical dressing to move away from the bare-spin resonance. Instead, to achieve coherent manipulation, we use the parametric resonance that occurs when the acoustic frequency matches the splitting between opti-

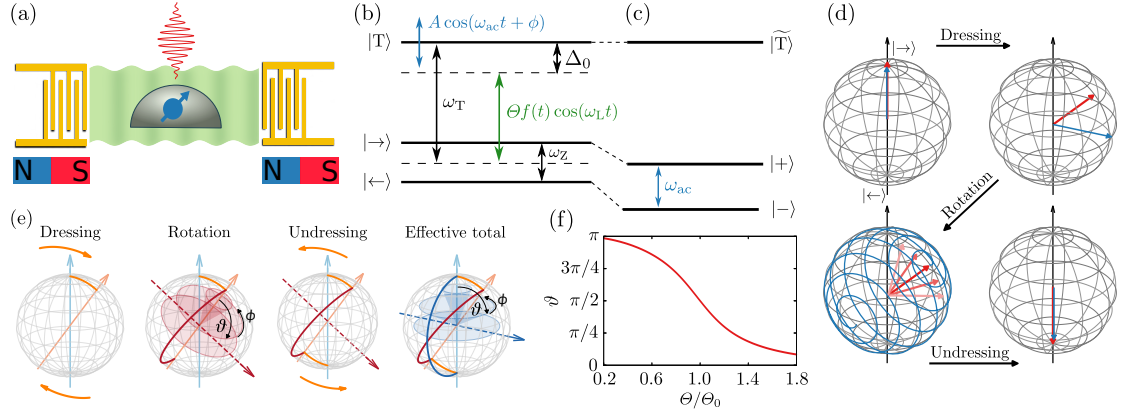


FIG. 1. Acousto-optical parametric spin control scheme. (a) Principle of the method: a single electron trapped in a QD with a magnetic field perpendicular to the optical axis (Voigt) is modulated with a monochromatic surface acoustic wave. (b) Energy diagram with external fields marked. Zeeman doublet $|\rightarrow\rangle$, $|\leftarrow\rangle$ is coupled off-resonantly to the trion state $|T\rangle$ by a laser (green arrow). The trion state energy is modulated by an acoustic wave (blue arrow). (c) Optically dressed states. The acoustic field frequency (blue line) is tuned to drive the $|+\rangle \leftrightarrow |-\rangle$ dressed spin transition. (d) Spin rotation: exact evolution in the lab frame. The electron spin (blue arrow) is initially in the $|\rightarrow\rangle$ state. Without optical and acoustic fields, the rotation axis (red arrow) points to the pole. Next, the laser pulse couples both spin states via $|T\rangle$, simultaneously tilting the rotation axis. The acoustic field periodically modulates this axis, leading to spiral evolution on the Bloch sphere (blue line). (e) Spin rotation: effective evolution in the dressed qubit rotating frame: dressing (orange), rotation (red; cones of possible rotation axes shown), undressing (orange), and the total effective rotation (blue). (f) The range of available inclinations of the spin rotation axis according to Eq. (15) for parameters from the third column of Table I and varied Θ .

cally dressed spin states, in analogy to the “swing-up” method for preparation of charge states in QDs [28–32] and the recently observed hybrid acousto-optical double dressing of a two-level quantum emitter [33]. Thanks to the parametric character of the control, the acoustic frequency no longer needs to be resonant with the Zeeman splitting. Since the dressed spin splitting is itself modulated, higher-harmonic processes arise naturally and can also be utilized [34]. We show that this approach is substantially faster: the ~ 155 ps π rotation time (defined as 4σ of the Gaussian control pulse) is $\sim 290\times$ shorter than the noise-mitigating gate reported in Ref. 27 and significantly shorter even compared to all-optical Faraday control with few-nanosecond timescales [35]. This substantial improvement stems from relaxed restrictions on acoustic field parameters. In contrast to Ref. 27, the present scheme does not require the acoustic amplitude and frequency to be comparable, and allows one to compensate for weak acoustic driving by applying a stronger optical pulse without compromising the desired qubit rotation axis. Thanks to reduced gate times, we achieve 99.9% fidelity even for noise amplitudes of uncooled thermal nuclear-spin environments of typical QDs for the fundamental acoustic harmonic and trion radiative lifetime above 1.25 ns, and 99.8% fidelity for the second-harmonic process for representative cases of cooled environments and trion lifetime ≥ 2.5 ns. For a future spin-phonon interface, these advancements have the potential to translate into higher interaction rates, greater interface control, and availability of multiphonon transitions. Thus, the approach may not only open the way for acoustic QD spin control, but also enable coherent spin-phonon state transfer and QD integration into hybrid quantum

architectures.

THEORY

System and its model

Figure 1 shows schematically the idea presented here. Figure 1(a) illustrates the system and idea of spin control in an acoustically modulated QD. Spin states are split in a Voigt-configuration magnetic field and are optically dressed by a laser pulse. A continuous-wave coherent acoustic field generated, e.g., by an interdigital transducer, drives spin rotation while the system is optically dressed. In Fig. 1(b) we show the energy diagram of the system. The QD electron spin states $|\rightarrow\rangle$ and $|\leftarrow\rangle$ are split by the Zeeman energy $\hbar\omega_Z$ and coupled off-resonantly to a trion (negatively charged exciton) state via a pulsed σ^+ -polarized laser. Selection rules in typical semiconductor QDs ensure that coupling of both spin states to one of the trion states is equal in this configuration [1], while in the far-detuned case the other trion state can be safely neglected (see Appendix). The laser energy $\hbar\omega_L$ is detuned from the trion optical transition energy $\hbar\omega_T$ by $\Delta_0 = \omega_T - \omega_L$ to avoid populating the trion, which would cause decoherence, and only exploit it virtually. Crucially, the system is modulated acoustically by, e.g., a surface acoustic wave (SAW), which introduces periodic changes to the detuning of the optical transition [27, 36, 37]. Figure 1(c) shows a dressed-state picture of the system. In this symmetric A-like system, the optical dressing effectively creates opposite-spin admixtures in the spin states and con-

sequently relaxes spin conservation, while the detuned trion dressed state $|\bar{T}\rangle \approx |T\rangle$ almost does not mix with the Zeeman doublet. When the acoustic field frequency ω_{ac} is tuned to the dressed-state spin splitting, coherent rotations are enabled. In Fig. 1(d), we sketch the evolution of the spin qubit on a Bloch sphere in the lab frame. The spin is initialized in the $|\rightarrow\rangle$ state. Next, the states become dressed during the pulse turn-on, and, subsequently, the acoustic field induces spin rotation in the presence of optical dressing. During the quasi-adiabatic optical pulse switch-off, the system undresses to the desired final state.

The full Hamiltonian of the system coupled to external fields is given by

$$H(t) = \sum_{i \in \{\rightarrow, \leftarrow, T\}} \hbar \omega_i |i\rangle\langle i| - \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(t) + H_{ac}(t), \quad (1)$$

where $\mathbf{E}(t) = E_0(t) \cos(\omega_L t)$ is the classical optical field and $\mathbf{d}$ is the dipole moment operator describing the light-matter coupling in the dipole approximation, for which we assume $\langle i | \mathbf{d} | i \rangle = 0$. Furthermore, $H_{ac}(t) = \hbar A \cos(\omega_{ac} t + \phi) |T\rangle\langle T|$ is the acoustic modulation of the $|T\rangle$ state with a constant amplitude A , angular frequency ω_{ac} , and phase ϕ . In the frame rotating at ω_L and in the rotating wave approximation, the Hamiltonian reads

$$H(t) = \frac{1}{2} \hbar \omega_Z (|\rightarrow\rangle\langle\rightarrow| - |\leftarrow\rangle\langle\leftarrow|) + \hbar \Delta(t) |T\rangle\langle T| + \frac{1}{2} \hbar \Theta f(t) (|\rightarrow\rangle\langle T| + |\leftarrow\rangle\langle T| + \text{H.c.}), \quad (2)$$

where

$$\Delta(t) = \Delta_0 + \frac{1}{\hbar} \langle T | H_{ac}(t) | T \rangle = \Delta_0 + A \cos(\omega_{ac} t + \phi), \quad (3)$$

is the acoustically modulated instantaneous detuning, Θ is the area of the optical pulse, and $f(t)$ is its envelope normalized to unit area. To avoid accidental resonances when the amplitude of the acoustic field matches the detuning, and to keep the trion occupation low, we consider $|\Delta_0| > A$.

Effective Hamiltonian

We aim to achieve full spin control by combining far-detuned optical coupling with acoustic modulation at a frequency matching the splitting between optically dressed spin states. We expect this to induce an acousto-optical evolution similar to “swing-up” excitation of charge states, resulting in acoustic rotation of the dressed spin state. As shown below, the dressing amounts to a rigid rotation of the Bloch sphere, so a rotation of the dressed spin translates directly into a corresponding rotation of the bare spin. This process is illustrated schematically in Fig. 1(e) for an X spin gate, where the (un)dressing (orange) and dressed rotation (red) comprise the effective rotation of the bare spin (blue).

In the next section, we solve the evolution numerically using the full three-level Hamiltonian, but to gain understanding and make predictions, it is convenient to construct an effective model. To do this, we would like to switch to the basis

of optically dressed states, which requires diagonalizing the Hamiltonian (2), and then adiabatically eliminate the trion state. Doing it in this intuitive order would, however, spoil the handling. Thus, we reverse the order of the operations and start by eliminating the trion state using adiabatic elimination [38, 39], which is formally valid for small $\Theta f(t)/(2|\Delta(t)| - |\omega_Z|)$ [27]. The effective two-level Hamiltonian reads

$$H_{\text{eff}}(t) = \frac{1}{2} \hbar \omega_Z \sigma_z - \frac{\hbar \Theta^2 f^2(t)}{4\Delta(t)} \sigma_x, \quad (4)$$

where σ_i are Pauli matrices in the $\{|\rightarrow\rangle, |\leftarrow\rangle\}$ basis, and we dropped a term proportional to the identity.

To obtain a transparent analytical description of the parametric resonance, we construct a leading-order theory in the acoustic modulation depth A/Δ_0 . Expanding the modulated detuning into a series

$$\frac{1}{\Delta(t)} \approx \frac{1}{\Delta_0} \left[1 - \frac{A}{\Delta_0} \cos(\omega_{ac} t + \phi) \right], \quad (5)$$

allows us to separate the purely optical contribution from acousto-optical effects. The separation will allow analysis in the optical dressed-state language, while retaining only the single (A/Δ_0) -linear monochromatic term enables analytical treatment. Our numerical simulations below use the full three-level Hamiltonian and do not rely on this expansion. In Appendix , we present a nonperturbative derivation preserving the full nonlinearity arising from the modulated detuning, and show that it reduces to the leading-order theory given here for $A/\Delta_0 \ll 1$. Even beyond this limit, the full theory gives structurally identical results with renormalized parameters such as qubit effective drive strength or detuning.

We are now able to distinguish terms generated by purely optical and acousto-optical mechanisms: the quasi-static coupling generated by the pulsed optical field

$$\omega_s(t) = \frac{\Theta^2 f^2(t)}{2\Delta_0}, \quad (6)$$

and the leading-order dynamical coupling that arises due to the acoustic modulation

$$\omega_d(t) = \omega_s(t) \frac{A}{\Delta_0} \cos(\omega_{ac} t + \phi). \quad (7)$$

With this, we can rewrite the effective Hamiltonian as

$$H_{\text{eff}}(t) \approx H_{\text{eff}}^{(0)}(t) + H_{\text{eff}}^{(\text{ac})}(t), \quad (8)$$

where $H_{\text{eff}}^{(0)}(t) = \hbar \omega_Z \sigma_z / 2 - \hbar \omega_s(t) \sigma_x / 2$ and $H_{\text{eff}}^{(\text{ac})}(t) = \hbar \omega_d(t) \sigma_x / 2$. One can notice that $\hbar \omega_d(t)$ can be interpreted as a second-order acousto-optical coupling between spin states, and since the acoustic modulation term is no longer diagonal, it drives transitions when $\omega_{ac} = \omega_Z$ as previously shown in Ref. 27.

We do not focus here on those known direct resonances. Instead, we continue analyzing the effective Hamiltonian in the optical dressed-state basis. For a slowly-varying laser-pulse envelope, we diagonalize the purely optical quasi-static part

$H_{\text{eff}}^{(0)}(t)$ at each time point and find new instantaneous states dressed by light

$$|+(t)\rangle = D(\alpha(t))|+\rangle, \quad |-(t)\rangle = D(\alpha(t))|-\rangle, \quad (9)$$

with

$$D(\alpha) = e^{-i\alpha\sigma_y/2} \quad (10)$$

describing a simple rigid rotation of the Bloch sphere by the mixing angle $\alpha(t) = -\tan^{-1}(\omega_s(t)/\omega_Z)$. The dressed-state spin splitting is $\Omega(t) = \sqrt{\omega_Z^2 + \omega_s^2(t)}$. Nonadiabatic effects are negligible, as the nonadiabaticity parameter remains $|\dot{\alpha}(t)/[2\Omega(t)]| < 0.03$ for parameter sets further used and collected in Table I. Since typically $|\omega_s(t)| < |\omega_Z|$, the needed acoustic frequency for the resonance is greater, but of the same order of magnitude as ω_Z . We can rewrite $H_{\text{eff}}^{(\text{ac})}(t)$ in the dressed state basis as

$$\tilde{H}_{\text{eff}}^{(\text{ac})}(t) = \frac{\hbar\omega_d(t)}{2\Omega(t)} [-\omega_s(t)\tilde{\sigma}_z + \omega_Z\tilde{\sigma}_x], \quad (11)$$

where $\tilde{\sigma}_i = D(\alpha)\sigma_iD^\dagger(\alpha)$ are the Pauli matrices in the new basis of states. Next, we perform a unitary transformation given by $e^{iS(t)}$, where

$$S(t) = -\int_0^t d\tau \frac{\omega_d(\tau)\omega_s(\tau)}{2\Omega(\tau)} \tilde{\sigma}_z, \quad (12)$$

to remove the $\tilde{\sigma}_z$ component from $\tilde{H}_{\text{eff}}^{(\text{ac})}(t)$, thus moving to the frame in which the acoustic drive is purely transverse. Assuming that the optical pulse is rectangular-like and Ω and ω_s are piecewise constant, we can calculate this integral analytically:

$$S(t) = -\frac{1}{2}\mathcal{A}[\sin(\omega_{\text{ac}}t + \phi) - \sin\phi] \tilde{\sigma}_z, \quad (13)$$

where we defined $\mathcal{A} = A\omega_s^2/\Omega\Delta_0\omega_{\text{ac}}$ for convenience. Using the Jacobi-Anger formula $e^{-iy\sin(x)} = \sum_m J_m(y)e^{-imx}$, followed by a secular approximation to maintain only the $m = n$ phonon processes, gives the following effective Hamiltonian with a transverse acoustic drive

$$\tilde{\mathcal{H}}_{\text{eff}}(t) = \frac{1}{2}\hbar\Omega\tilde{\sigma}_z + \hbar g_n [\cos(n\omega_{\text{ac}}t + \Phi_n(\phi))\tilde{\sigma}_x + \sin(n\omega_{\text{ac}}t + \Phi_n(\phi))\tilde{\sigma}_y], \quad (14)$$

where $g_n = n\omega_{\text{ac}}\omega_Z J_n(\mathcal{A})/(2\omega_s)$, and $\Phi_n(\phi) = n\phi - \mathcal{A}\sin\phi$. This approximation is justified by well-separated multiphonon resonances compared to the driving strength, with $\max_{m \neq n} |g_m|/[(n-m)\omega_{\text{ac}}] < 0.08$ for all parameter sets in Table I. To eliminate direct time dependence, we perform a final transformation to the rotating frame, with respect to the acoustic frequency, $e^{in\omega_{\text{ac}}t\tilde{\sigma}_z/2}$. The time-independent effective Hamiltonian then reads

$$\tilde{\mathcal{H}}_{\text{eff},n}^{(\text{rf})} = \frac{1}{2}\hbar\Omega_n \cdot \tilde{\sigma} = D(\alpha) \left[\frac{1}{2}\hbar\Omega_n \cdot \sigma \right] D^\dagger(\alpha), \quad (15)$$

where $\Omega_n = (2g_n \cos\Phi_n(\phi), 2g_n \sin\Phi_n(\phi), \delta_n)$ is the instantaneous rotation vector in the rotating frame (fixed during a

pulse plateau). Thus, for fixed effective detuning $\delta_n = \Omega - n\omega_{\text{ac}}$ and effective drive strength $g_n \approx n\omega_{\text{ac}}\omega_Z \mathcal{A}^n/(2^{n+1}n!\omega_s)$ (we generally consider $\mathcal{A} \ll 1$), varying acoustic phase ϕ defines, through $\Phi_n(\phi) \approx n\phi$, a cone of available rotation axes around the z axis, with the cone angle $\vartheta = \tan 2(2g_n, \delta_n)$, which can be set by detuning. The transformation $D(\alpha)$ rotates the dressed frame with respect to the bare one. In the adiabatic limit, the (un)dressing ramps can be written as $U_d \approx DP_d$ and $U_u \approx P_u D^\dagger$, where $P_{d(u)}$ describes the phase accumulated during (un)dressing. Therefore, the complete bare-to-bare evolution for a rectangular pulse in the $n\omega_{\text{ac}}$ rotating frame is

$$U_{\text{gate}} = U_u e^{-\frac{i}{2}\Omega_n \cdot \tilde{\sigma} T} U_d = P_u e^{-\frac{i}{2}\Omega_n \cdot \sigma T} P_d, \quad (16)$$

with T the rotation time, and describes qubit rotation around the same vector Ω_n in the bare state basis, sandwiched between additional phase rotations accumulated during (un)dressing that can be incorporated into control phases. For a nonrectangular pulse, there is no single rotating frame in which the effective Hamiltonian is time-independent, and adopting the standard experimental ω_Z frame is the natural choice as it preserves the stationary logical qubit basis, while residual nonsecular motion during the pulse will be present. Figure 1(e) schematically shows the effective evolution together with cones of possible rotation axes, and Fig. 1(f) shows the range of available rotation-axis inclinations for parameters further used in the paper (third column in Table I) and a laser pulse area varied in the range of $0.2\theta_0 - 1.8\theta_0$, where θ_0 corresponds to $\delta_n = 0$. The scheme allows virtually any rotation axis, more than sufficient for full control over the spin qubit evolution.

After gaining intuition from the effective model, we can confront it with the results of direct numerical simulations. To study the evolution of the closed system, in the next section, we numerically solve the time-dependent Schrödinger equation for the Hamiltonian from Eq. (2)

$$i\hbar|\dot{\Psi}(t)\rangle = H(t)|\Psi(t)\rangle, \quad (17)$$

where $|\Psi(t)\rangle$ is the state vector of the three-level system, whereas for the open system dynamics, we use the Gorini-Kossakowski-Sudarshan-Lindblad master equation

$$\dot{\rho}(t) = \frac{1}{i\hbar}[H(t), \rho(t)] + \sum_i \left(L_i \rho(t) L_i^\dagger - \frac{1}{2} \{ L_i^\dagger L_i, \rho(t) \} \right), \quad (18)$$

where $\rho(t)$ is the density matrix of the system, $L_i = |i\rangle\langle T|/\sqrt{2\tau}$ are the jump operators for $i = \rightarrow, \leftarrow$, and τ is the trion radiative lifetime.

RESULTS

Efficient π -rotations

To study and fully determine the conditions for the desired qubit evolution, we numerically investigate the system in this section. To relate to experimental conditions, we assume the optical pulse envelope to be a normalized Gaussian with a

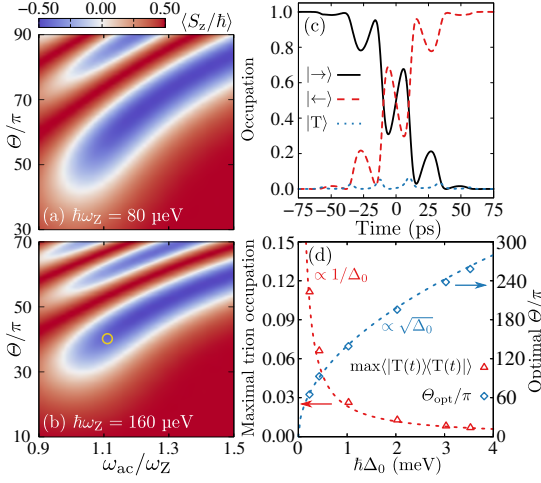


FIG. 2. (a) Final value of the $\langle S_z \rangle$ as a function of the optical pulse area and acoustic frequency for $\hbar\omega_Z = 80 \mu\text{eV}$, $\hbar\Delta_0 \approx 3.94 \text{ meV}$, $\hbar A = 2 \text{ meV}$, and $\sigma_L \approx 78.6 \text{ ps}$. (b) The same as (a) but for $\hbar\omega_Z = 160 \mu\text{eV}$, $\hbar\Delta_0 \approx 3.44 \text{ meV}$, $\hbar A = 2 \text{ meV}$, and $\sigma_L \approx 38.8 \text{ ps}$. The yellow circle shows the optimal parameters for the π rotation: $\Theta \approx 38.4\pi$, $\omega_{ac} \approx 1.134\omega_Z$. (c) Time evolution of the three-level system for optimal parameters from (b); black solid and red dashed lines present the occupation of the spin states, while the blue dotted line corresponds to the trion. (d) Maximum trion occupation $\max\langle |T(t)\rangle\langle T(t)| \rangle$ (red triangles, left axis) and optimized optical pulse area Θ_{opt} (blue squares, right axis) as a function of $\hbar\Delta_0$ for $A = \Delta_0/4$, $\phi = 0$, and $\tau = \infty$. The value of $\max\langle |T(t)\rangle\langle T(t)| \rangle$ was fitted with a $\sim 1/\Delta_0$ function, and Θ_{opt} via square root of the detuning.

standard deviation σ_L . Since such realistic pulses do not produce a constant dressed-state splitting, parameters must be optimized. We chose to study the behavior of the system for a given $\hbar\omega_Z$, connected with the time duration of the optical pulse $\sigma_L > 2\pi/\omega_Z$, so that the transitions are performed quasi-adiabatically [28, 30, 32].

In Figs. 2(a)-2(b) we show the average value of $S_z = \hbar\sigma_z/2$ at the end of the evolution, for different Zeeman energies as a function of the optical pulse area and acoustic frequency. Fig. 2(a) shows the results for $\hbar\omega_Z = 80 \mu\text{eV}$, $\hbar\Delta_0 \approx 3.94 \text{ meV}$, and $\hbar A = 2 \text{ meV}$. The optimal parameters for the acousto-optical π -rotation are $\Theta \approx 69.1\pi$ and $\hbar\omega_{ac} \approx 99.88 \mu\text{eV}$. The latter corresponds to SAWs at a frequency of 24.15 GHz. The higher maxima correspond to the $(2n-1)\pi$ -rotations, for which the optimal acoustic frequency changes slightly due to the AC Stark shift. To show impact of detuning, Fig. 2(b) shows analogous results for $\hbar\omega_Z = 160 \mu\text{eV}$, $\hbar\Delta_0 \approx 3.44 \text{ meV}$, and $\hbar A = 2 \text{ meV}$. Here, the optimal parameters change to $\Theta \approx 38.4\pi$ and $\hbar\omega_{ac} \approx 181.46 \mu\text{eV}$ (43.88 GHz).

The evolution itself is shown in Fig. 2(c), where one can recognize the “swing-up”-like evolution of the spin qubit (black solid and red dashed lines) [28, 32], leading to an exact π rotation (within numerical precision) over the $\sim 155 \text{ ps}$ gate duration (defined as $4\sigma_L$). This timescale is significantly shorter than the $\sim 45 \text{ ns}$ acousto-optical noise-mitigating X gate in Ref. 27,

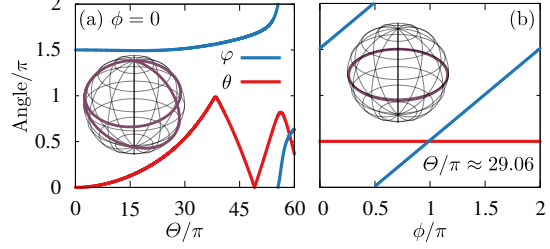


FIG. 3. Position on the Bloch sphere after the pulse for an initially spin-right state, parametrized by spherical angles θ, ϕ (a) as a function of laser pulse area. Other parameters as in Fig. 2(b). (b) The same but for a fixed laser power ($\Theta/\pi \approx 29.06$), plotted as a function of the acoustic phase ϕ .

the $\sim 2.2 \text{ ns}$ Raman π -rotation time recently demonstrated for all-optical spin control in the Faraday configuration [35, 40], and the typical nanosecond-scale radio-frequency or electric-dipole electron-spin-control pulse durations [41–43]. While the method remains slower than picosecond all-optical spin control in the Voigt configuration [44], its gate speed is competitive with established spin-control techniques while additionally introducing an acoustic interface. Additionally, the speed is limited by the acoustic frequencies that can currently be generated by interdigital transducers, so the continued development of this technology [45–47] or switching to other generation techniques [48–50] could further reduce the gate time.

The occupation of the trion state [dotted blue line, Fig. 2(c)] remains relatively low. In particular, for the $\hbar\Delta_0 \geq 3 \text{ meV}$ regime used here, we remain within the validity range of the adiabatic elimination performed in the effective model. However, since the evolution timescale is a non-negligible fraction of the typical trion lifetimes in single QDs, its radiative decay may lead to noticeable dephasing. Thus, in Fig. 2(d) we show that the trion occupation can be reduced via detuning. The red triangles show the maximal instantaneous trion occupation for optimized laser and acoustic parameters needed for a π -rotation as a function of $\hbar\Delta_0$. The red dashed line shows a $1/\Delta_0$ dependence. Additionally, blue squares (right axis) present the optimal laser pulse area, which scales as $\sqrt{\Delta_0}$ (blue dashed line). Both dependencies agree with the intuition given by the Hamiltonian and optical shift strength [Eq. (2) and Eq. (6), respectively]. The maximal trion occupation decreases as $1/\Delta_0$, as expected for an off-resonantly driven Λ -system at fixed effective coupling [44, 51]. Moreover, as follows directly from Eq. (6), maintaining a constant optical shift while varying the detuning requires $\Theta_{opt} \sim \sqrt{\Delta_0}$.

Universal qubit control

From the effective model [Eq. (15)], we know that both the inclination and azimuth of the qubit rotation axis can be controlled. In particular, changing the acoustic phase rotates the transverse component of the axis around z , while the detun-

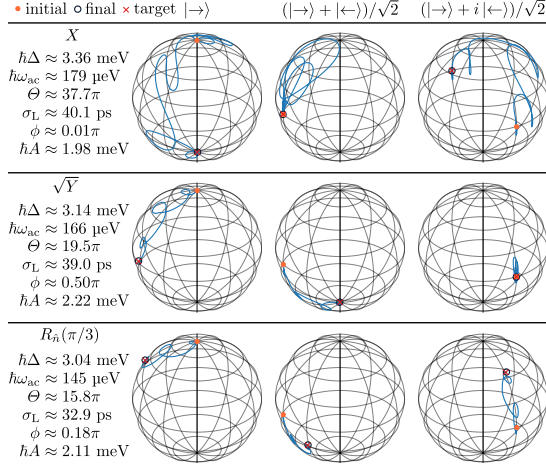


FIG. 4. Demonstration of spin control in the ω_Z rotating frame for three selected gates: X (top row), $\sqrt{Y}$ (middle), and $R_n(\pi/3)$ with $\hat{n} \propto (3, 2, 1)$ (bottom) for three exemplary initial states: $|\rightarrow\rangle$ (left column), $(|\rightarrow\rangle + |\leftarrow\rangle)/\sqrt{2}$ (middle), and $(|\rightarrow\rangle + i|\leftarrow\rangle)/\sqrt{2}$ (right). Filled, open, and cross symbols denote the initial, final, and target states, respectively; solid lines show qubit trajectories. In all the cases we use $\hbar\omega_Z = 160$ μ eV. The remaining parameters are gate-specific and are listed below the gate symbol.

ing controls its inclination. The resulting non-collinear axes provide non-commuting rotations and hence universal qubit control. In Fig. 3 we demonstrate the results of the control gate for a given initial state of the system ($|\rightarrow\rangle$). The final state is parametrized via spherical angles on a Bloch sphere $|\Psi\rangle = \cos(\theta/2)|\rightarrow\rangle + e^{i\varphi}\sin(\theta/2)|\leftarrow\rangle$. In Fig. 3(a), we show how both angles change as a function of Θ for the same parameters as in Fig. 2(b). The solid red line shows the behavior of the colatitude, which reaches π for $\Theta \approx 38.4\pi$, as in Fig. 2(b). During this, the azimuth (solid blue line) also changes nonlinearly. In Fig. 3(b), we vary the acoustic phase in a $\theta = \pi/2$ rotation and notice that the nonlinearity in $\Phi_n(\phi)$ is negligible, as could be expected for $\mathcal{A} \ll 1$, for which $\Phi_n(\phi) \rightarrow n\phi$. Since the colatitude (solid red line) does not change, we are always able to prepare the desired spin superposition, while the manipulation of the phase can be used to periodically control the relative phase between spin states (solid blue line), demonstrating independent access to the relative phase of the prepared spin superposition, as predicted through the effective model.

Having established the possibility of arbitrary state preparation after a reset, we now turn to universal qubit control. Hamiltonian (15) predicts that nearly arbitrary rotation axes are accessible, as also illustrated in Fig. 1(e). In Fig. 4, we numerically demonstrate the action of an X gate, a $\sqrt{Y}$ gate, and a more general $\pi/3$ rotation about $\hat{n} \propto 3\hat{x} + 2\hat{y} + \hat{z}$ for three different initial states, $|z_+\rangle$, $|x_+\rangle$, $|y_+\rangle$, $(|z_+\rangle = |\rightarrow/\leftarrow\rangle)$, $|x_+\rangle = (|\rightarrow\rangle \pm |\leftarrow\rangle)/\sqrt{2}$, $|y_+\rangle = (|\rightarrow\rangle \pm i|\leftarrow\rangle)/\sqrt{2}$ in the rotating frame at frequency ω_Z . Filled, open, and cross symbols denote the initial, final, and target states, respectively, while the solid lines show the exact trajectories. In all cases, the exact

evolution reaches the corresponding target state (in the absence of decoherence sources, the gates have an average fidelity of unity up to our numerical precision of 10^{-6}), confirming the predictions of the effective model and demonstrating universal qubit control.

Gate fidelity

Up to this point, all simulations were performed assuming unperturbed evolution. We expect the precision and robustness of the spin control protocol to be limited by two independent factors: the limited radiative lifetime (varying from sub- and single-nanosecond values in single QDs [35, 52, 53] to hundreds of nanoseconds in QD molecules [54]) and quasistatic magnetic noise.

The latter arises due to slow random evolution of 10^4 – 10^5 nuclear spins within a QD [18], forming the quasi-static random Overhauser field δ . The impact is described by the Hamiltonian

$$H_\delta = \frac{1}{2}\hbar\delta \cdot \sigma. \quad (19)$$

Under the rotating wave approximation and in the rotating frame with respect to ω_Z , the system Hamiltonian (2) reads

$$H^{(\text{rf})}(t) = \hbar\Delta(t)|T\rangle\langle T| + \frac{1}{2}\hbar\Theta f(t) \left(e^{\frac{i}{2}\omega_Z t} |\rightarrow\rangle\langle T| + e^{-\frac{i}{2}\omega_Z t} |\leftarrow\rangle\langle T| + \text{H.c.} \right). \quad (20)$$

Under these transformations, the σ_z -component of the Overhauser noise does not change, and the transverse noise can be neglected due to its nonsecular evolution. Thus, we are left with the term

$$H_\delta = \frac{1}{2}\hbar\delta\sigma_z, \quad (21)$$

which produces an additional unknown magnetic field aligned with the applied external magnetic field, thereby modifying the Zeeman splitting and making the acoustic field slightly off-resonant.

The random nuclear spin ensemble can be described as a zero-mean normal distribution $\mathcal{N}(\delta; 0, \sigma_\delta)$ with standard deviation $\sigma_\delta = \sqrt{2}/T_2^*$, where T_2^* is the spin transverse dephasing time [55]. A single gate realization is coherent but imprecise, and probing different noise realizations yields an average gate infidelity. We calculate the impact of both sources of infidelity by numerically solving Eq. (18), varying δ for a given recombination time τ and averaging the final density matrix $\rho^{(\delta, \tau)}(\infty)$ over the distribution of δ for each of the six initial states $|\mu\rangle$, $\mu \in \{x_\pm, y_\pm, z_\pm\}$

$$\bar{\rho}_\mu^{(\sigma_\delta, \tau)}(\infty) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\delta \mathcal{N}(\delta; 0, \sigma_\delta) \rho_\mu^{(\delta, \tau)}(\infty). \quad (22)$$

Then the average gate infidelity $r^{(\tau)}(\sigma_\delta) = 1 - F^{(\tau)}(\sigma_\delta)$ of the gate is given by projecting onto the target final states $\rho_\mu^{(\text{target})} = U_{\text{target}} \rho_\mu(0) U_{\text{target}}^\dagger$ [56],

$$r^{(\tau)}(\sigma_\delta) = 1 - \frac{1}{6} \sum_\mu \text{Tr} \left[\rho_\mu^{(\text{target})}(\infty) \bar{\rho}_\mu^{(\sigma_\delta, \tau)}(\infty) \right]. \quad (23)$$

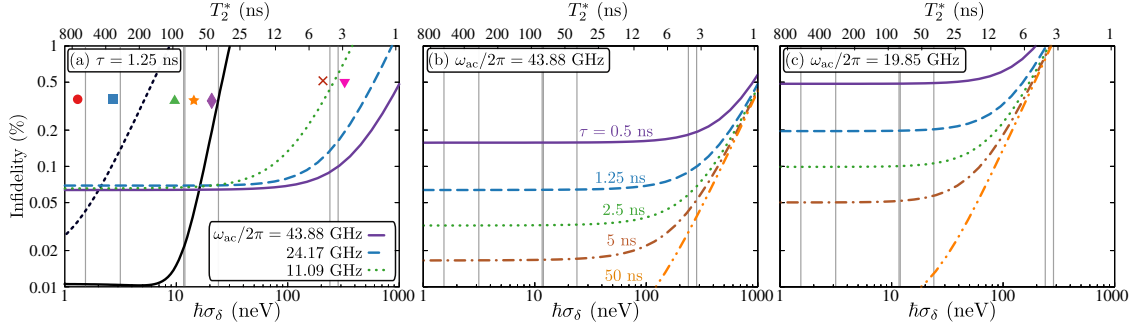


FIG. 5. Average gate infidelity for the X gate as a function of the Overhauser root-mean-square energy $\hbar\sigma_\delta$ for selected fixed trion lifetimes. Vertical lines mark T_2^* times for relevant systems: $\bullet$ Ref. 15, $\blacksquare$ Ref. 18, $\blacktriangle$ Ref. 16, $\star$ Ref. 15, $\blacklozenge$ Ref. 17, $\times$ Ref. 15, $\blacktriangledown$ Ref. 18. Parameters used in simulations are given in Table I. (a) Fixed $\tau = 1.25$ ns and different values of $\omega_{ac}/2\pi$: 43.88 GHz (solid purple line), 24.17 GHz (dashed blue), 11.09 GHz (dotted green). (b) Fixed $\omega_{ac}/2\pi = 43.88$ GHz and different values of τ : 0.5 ns (solid purple line), 1.25 ns (blue long-dashed), 2.5 ns (green dotted), 5 ns (brown dashed-dotted), and 50 ns (orange dotted-dotted-dashed). Dotted and solid black lines show the results from Ref. 27 and correspond to the two-pulse naive gate and a noise-mitigating sequence, respectively. (c) The same as (b) but for an acoustic field tuned to two-phonon processes with $\omega_{ac}/2\pi \approx 19.85$ GHz.

TABLE I. Parameters used in simulations for Fig. 5.

	11.09 GHz	24.17 GHz	43.88 GHz	Two-phonon
$\hbar\omega_Z$ (μeV)	40	80	160	160
$\hbar\Delta_0$ (meV)	3.475	3.943	3.448	3.000
$\hbar A$ (meV)	1.999	2.001	2.002	2.001
σ_L (ps)	154.6	78.64	38.72	207.1
Θ/π	75.48	69.21	38.37	116.9
ϕ/π	1.000	1.000	0.000	0.500

In Fig. 5, we show $r^{(\tau)}(\sigma_\delta)$ as a function of $\hbar\sigma_\delta$ and T_2^* (top axis) for exemplary evolutions implementing the X gate with parameters used in simulations shown in Table I. We use the X gate as a representative conservative reference. The acoustic phase only sets the gate-axis azimuth, while both the longitudinal Overhauser noise and the trion decay are invariant under z -axis rotations, so the calculated infidelity is identical for π rotations about other transverse axes (e.g., Y). Moreover, both error contributions increase with gate time, so shorter-angle rotations are expected to have higher fidelity. Figure 5(a) shows the results for $\tau = 1.25$ ns. The vertical lines show the literature T_2^* values for various spin-cooling techniques and an unprepared thermal environment. We show results for three different acoustic-field frequencies (and therefore different Zeeman energy and evolution timescale): 11.09 GHz (dotted line), 24.17 GHz (dashed), and 43.88 GHz (solid). The infidelity remains below 0.1% for all noise amplitudes corresponding to cooled environments and even thermal environments in both GaAs and InAs QDs, if the gate time is short enough (solid line). Even for longer gates, $r^{(\tau)}(\sigma_\delta)$ is low, and stays below 0.8% for all considered cases. Additionally, we compare those infidelities with results from Ref. 27: black lines calculated for $\omega_{ac}/2\pi = 44$ GHz for naive two-pulse gate implementation (dashed) and noise cancellation sequence (solid) for infinite trion lifetime. Since our protocol is $\sim 290\times$ faster than the

noise-mitigating gate (or $\sim 160\times$ compared to the naive implementation, offering incomparably lower fidelity), the accumulated error due to the Overhauser field remains low compared to the previous work. Even without introducing a noise cancellation sequence to the proposed protocol, the infidelity stays below 0.1% for $\sim 20\times$ shorter T_2^* times, marking progress from proof-of-principle to a potentially practically usable method.

In Fig. 5(b), we study how the trion lifetime in the range of 0.5–50 ns affects the scheme. We focus on a single frequency of the acoustic field (43.88 GHz) corresponding to the shortest evolution. The region below $\hbar\sigma_\delta \approx 100$ neV is purely dominated by the recombination of the trion, which limits the fidelity of the gate when T_2^* is large enough. For an extended trion lifetime (e.g., for an orbitally dark trion, or an indirect trion in a double QD), its influence is negligible, and the remaining infidelity comes only from the fluctuations of the Overhauser field, which become meaningful only for the thermal environment, and even in this regime, $r^{(\tau)}(\sigma_\delta)$ remains below 0.1% for $\tau \gtrsim 1.25$ ns, which shows the method should provide high fidelity in real QD platforms.

In Fig. 5(c), we show the average infidelity of the same X gate realized using second harmonic acoustic resonance. As shown in Table I, the required evolution time is in all first-harmonic cases shorter than in two-phonon parametric resonance. Thus, the latter is more strongly limited by both the finite trion lifetime and the Overhauser field fluctuations. However, we still predict high fidelity for the higher-harmonic control gate, for all considered cooled environments when $\tau \gtrsim 2.5$ ns. This approach may become particularly useful for controlling and entangling multi-phonon states in acoustic resonators coupled to a charged QD.

DISCUSSION

We have proposed a parametric control method for a quantum-dot spin qubit based on the resonance between acoustic modulation and the optically dressed spin splitting. The method removes both the speed and restricted-rotation-axis bottlenecks of the previous proof-of-concept method [27] and provides universal spin control, with a nearly arbitrary spin-rotation axis determined by the acoustic phase and detuning from the parametric resonance. The simulated ~ 155 ps gate time is more than two orders of magnitude shorter than the proof-of-concept protocol and over an order of magnitude shorter than for all-optical Faraday control and far exceeds conventional electric-dipole methods. This fast operation suppresses Overhauser-noise errors even without noise-mitigating sequences and limits the impact of trion recombination.

Although it requires relatively high acoustic frequencies and modulation amplitudes (43.88 GHz and 2 meV, corresponding to $\sim 2\text{--}3 \times 10^{-4}$ strain and few-picometer displacements), the approach can provide average gate fidelity above 99.9% even for an uncooled nuclear spin environment and with a realistic ~ 1.25 ns trion lifetime, the latter of which limits fidelity in the low-noise regime. For cooled nuclear environments, significantly lower acoustic frequencies allow reaching the 99.9% fidelity threshold. Thus, the method provides fast, universal spin manipulation that is competitive with current methods while potentially introducing the spin-phonon interface into the system, including access to multi-phonon excitations via available higher-harmonic resonances. Our effective model not only predicts the resonance conditions and accessible rotation axes but also reveals the analogy to the “swing-up” excitation method for charge states in quantum emitters [28].

Acoustic spin rotation also has an important integration advantage due to the low sound velocity, which yields a shorter wavelength at the given frequency, enabling compact on-chip structures with the possibility of in situ generation using interdigital transducers. With established interfaces to light, microwaves, nuclear spins, and phonons, QDs could become fundamental elements in hybrid quantum systems, potentially capable of acoustic state transfer and controllable spin-phonon entanglement.

APPENDIX A: THREE-LEVEL DESCRIPTION IN THE VOIGT GEOMETRY

A negatively charged QD in the Voigt geometry generally forms a four-level double- Λ system with two electron spin states and two trion states [1]. Here, we show that under far-detuned circularly polarized excitation, this structure effectively reduces to the three-level model used in the main text.

Let $|T_+\rangle$ be the trion state that can be excited with a σ^+ -polarized light from the electron-spin $|\uparrow\rangle$ state (and analogously $|T_-\rangle$ from $|\downarrow\rangle$ with σ^-). In the Voigt geometry, the electron eigenstates are $|\rightarrow\rangle = (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$ and $|\leftarrow\rangle = (|\uparrow\rangle - |\downarrow\rangle)/\sqrt{2}$ and are both equally coupled to the $|T_+\rangle$ state by a σ^+ light, while $|T_-\rangle$ remains not optically addressed under such driving. Taking into account the Zeeman effect for the trion, the com-

plete four-level Hamiltonian in the rotating frame at the laser frequency is

$$H_{4\text{lvl}}(t) = \frac{1}{2}\hbar\omega_Z(|\rightarrow\rangle\langle\rightarrow| - |\leftarrow\rangle\langle\leftarrow|) + \frac{1}{2}\hbar\omega_h(|T_+\rangle\langle T_+| + \text{H.c.}) + \hbar\Delta(t)(|T_+\rangle\langle T_+| + |T_-\rangle\langle T_-|) + \frac{1}{2}\hbar\Theta f(t)[(|\rightarrow\rangle + |\leftarrow\rangle)\langle T_+| + \text{H.c.}], \quad (\text{A1})$$

where ω_h is the trion transverse Zeeman splitting, which for heavy-hole trions arises only from perturbative effects and is thus typically low and anisotropic, which allows for additional minimization [1, 57, 58]. The acoustic coupling is spin-independent, so both trion states are modulated identically.

For $\omega_h = 0$, $|T_-\rangle$ state is exactly decoupled, and Eq. (A1) separates into the energy of that state and the three-level Hamiltonian from Eq. (2). For nonzero ω_h , the $|T_-\rangle$ is still not addressed optically, but can become indirectly populated via the Zeeman term. Let the system state be

$$|\Psi(t)\rangle = c_{\rightarrow}(t)|\rightarrow\rangle + c_{\leftarrow}(t)|\leftarrow\rangle + c_+(t)|T_+\rangle + c_-(t)|T_-\rangle, \quad (\text{A2})$$

for which, through the Schrödinger equation, we get for the c_- amplitude

$$i\dot{c}_-(t) = \Delta(t)c_-(t) + \frac{1}{2}\omega_h c_+(t). \quad (\text{A3})$$

Under far-detuned optical field, we have $\Delta_{\min} = |\Delta_0| - A \gg |\omega_h|, |\dot{c}_+|$, and $c_-(t)$ adiabatically follows $c_+(t)$,

$$c_-(t) \simeq -\frac{\omega_h}{2\Delta(t)}c_+(t). \quad (\text{A4})$$

Thus, the occupation of $|T_-\rangle$ remains perturbatively small $p_{T_-} \sim |\omega_h/2\Delta_{\min}|^2 p_{T_+}$. Its elimination only renormalizes the detuning,

$$\Delta'(t) \simeq \Delta(t) - \frac{\omega_h^2}{4\Delta(t)}, \quad (\text{A5})$$

while reproducing the Hamiltonian from Eq. (2). Taking the literature ratios of transverse trion and electron g -factors g_T/g_e of 0.65 for InAs [59] and 1.18 for GaAs [15], the estimated maximal p_{T_-} remains below $0.003 p_{T_+}$ and $0.009 p_{T_+}$, respectively, for all parameter sets from Table I, while p_{T_+} itself is kept perturbatively low. Direct numerical checks show relative infidelity differences of less than 2% ($\sim 0.001\%$ absolute differences) between the three- and four-level models (interestingly, with the four-level model often exhibiting higher fidelity) for g_T/g_e in the range up to 5, after a narrow-range re-optimization that primarily compensates for the aforementioned detuning renormalization.

APPENDIX B: NONPERTURBATIVE TREATMENT OF THE ACOUSTIC MODULATION

In the main text, we presented a simple and transparent derivation of the effective Hamiltonian by expanding the modulated detuning to leading order in the modulation depth

$a = A/\Delta_0$. Here, we present a more rigorous derivation that is nonperturbative in a and thus accounts for all nonlinearities leading to a dressed spin splitting renormalization and retains higher harmonics in both longitudinal and transverse modulations, as well as their interplay. We mark quantities that are nonperturbative equivalents of those in the main text with a prime. Finally, we show that the rigorous result reproduces the leading-order theory from the main text in the $a \ll 1$ limit, while beyond that limit it has the same structure but with renormalized qubit rotation-axis parameters.

We begin with the Hamiltonian from Eq. (4)

$$H_{\text{eff}}(t) = \frac{1}{2}\hbar\omega_Z\sigma_z - \frac{1}{2}\hbar\omega_s(t)\frac{1}{1+a\cos(\omega_{\text{ac}}t+\phi)}\sigma_x. \quad (\text{B1})$$

To isolate the purely optical part of the Hamiltonian $H_{\text{eff}}^{(0)}(t) = H_{\text{eff}}(t)|_{A=0}$, we rewrite

$$\frac{1}{1+a\cos(\omega_{\text{ac}}t+\phi)} = 1 - \eta(t), \quad (\text{B2})$$

with

$$\eta(t) = \frac{a\cos(\omega_{\text{ac}}t+\phi)}{1+a\cos(\omega_{\text{ac}}t+\phi)}, \quad (\text{B3})$$

and obtain the nonperturbative acousto-optical part

$$H_{\text{eff}}^{(\text{ac})}(t) = \frac{1}{2}\hbar\omega_s(t)\eta(t)\sigma_x. \quad (\text{B4})$$

In the optically-dressed state basis from Eq. (9), this reads

$$\tilde{H}_{\text{eff}}^{(\text{ac})}(t) = \frac{1}{2}\hbar[h_z(t)\tilde{\sigma}_z + h_x(t)\tilde{\sigma}_x], \quad (\text{B5})$$

where the longitudinal and transverse modulations

$$h_x(t) = \frac{\omega_s(t)\omega_Z}{\Omega(t)}\eta(t), \quad (\text{B6})$$

$$h_z(t) = -\frac{\omega_s^2(t)}{\Omega(t)}\eta(t), \quad (\text{B7})$$

both contain the same nonlinearity through $\eta(t)$ but differ in the amplitude, $h_x(t) = -(\omega_Z/\omega_s)h_z(t)$. The nonoscillating part of $\eta(t)$,

$$\eta_0 = \frac{\omega_{\text{ac}}}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega_{\text{ac}}} dt \eta(t) = 1 - \frac{1}{\sqrt{1-a^2}}, \quad (\text{B8})$$

reveals the renormalization of the dressed spin splitting

$$\Omega'(t) = \Omega(t) - \frac{\omega_s^2(t)}{\Omega(t)}\eta_0. \quad (\text{B9})$$

As in the leading-order derivation, we consider the plateau of a rectangular-like optical pulse and treat ω_s and Ω as constant over an acoustic period. We remove the oscillatory part $h_z^{(\text{osc})}(t) = h_z(t) + \omega_s^2(t)/\Omega(t)\eta_0$ from the diagonal via the unitary transformation

$$S'(t) = \frac{1}{2} \int_0^t d\tau h_z^{(\text{osc})}(\tau) \tilde{\sigma}_z = \frac{1}{2}[F(t) - F(0)] \tilde{\sigma}_z, \quad (\text{B10})$$

where $dF(t)/dt = h_z^{(\text{osc})}(t)$. This yields

$$\tilde{\mathcal{H}}'_{\text{eff}}(t) = \frac{1}{2}\hbar\Omega'(t)\tilde{\sigma}_z + \frac{1}{2}\hbar[e^{-iF(t)}g(t)\tilde{\sigma}_+ + \text{H.c.}], \quad (\text{B11})$$

where $g(t) = h_x(t)e^{iF(t)}$ is periodic in t and thus also in the angle $\xi = \omega_{\text{ac}}t + \phi$. We thus expand it into a Fourier series

$$g(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (2g'_n) e^{-in(\omega_{\text{ac}}t+\phi)}, \quad (\text{B12})$$

where

$$g'_n = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\xi g(\xi) e^{in\xi}, \quad (\text{B13})$$

and we chose the integration constant of $F(t)$ such that g'_n are real. By inserting this into Eq. (B11), switching to the $n\omega_{\text{ac}}$ rotating frame, and performing the secular approximation, we arrive at a time-independent effective Hamiltonian

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{H}}'_{\text{eff},n}(\text{rf})(t) &= \frac{1}{2}\hbar\delta'_n\tilde{\sigma}_z + \hbar g'_n \left(e^{-i\Phi'_n(\phi)} \tilde{\sigma}_+ + \text{H.c.} \right) \\ &= \frac{1}{2}\hbar\Omega'_n \cdot \tilde{\sigma} \end{aligned} \quad (\text{B14})$$

with the rotation axis

$$\Omega'_n = (2g'_n\cos\Phi'_n(\phi), 2g'_n\sin\Phi'_n(\phi), \delta'_n), \quad (\text{B15})$$

where $\Phi'_n(\phi) = n\phi + F(0)$, and $\delta'_n = \Omega' - n\omega_{\text{ac}}$.

The structure of Hamiltonian (B14) is identical to that of Eq. (15). The nonperturbative treatment of nonlinearities renormalized the rotation vector through the change of the dressed spin splitting Ω' and consequently detuning δ'_n as well as the drive strength g'_n and the azimuthal phase $\Phi'_n(\phi)$. In the limit of low modulation depth, we recover

$$\delta'_n \xrightarrow{a \ll 1} \delta_n, \quad (\text{B16a})$$

$$g'_n \xrightarrow{a \ll 1} g_n, \quad (\text{B16b})$$

$$\Phi'_n(\phi) \xrightarrow{a \ll 1} \Phi_n(\phi), \quad (\text{B16c})$$

and thus $\Omega'_n \xrightarrow{a \ll 1} \Omega_n$, which exactly reproduces the leading-order effective model given in Eq. (15) of the main text.

APPENDIX C: DETAILS OF MAIN-TEXT DERIVATIONS

Our goal in deriving the effective model is to transform the effective Hamiltonian to the form of the standard Rabi model. As shown in the main text, the Hamiltonian from Eq. (11) has a time-dependent $\tilde{\sigma}_z$ component that needs to be transformed out. We achieve this and obtain the Hamiltonian (14) by applying the unitary transformation from Eq. (13), i.e., $U_S(t) = e^{iS(t)}$. Its action on $\tilde{\sigma}_x$ is

$$U_S(t)\tilde{\sigma}_x U_S^\dagger(t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} J_m(\mathcal{A}) e^{-i[m\omega_{\text{ac}}t + \Phi_m(\phi)]} |+\rangle\langle-| + \text{H.c.}, \quad (\text{C1})$$

where we also applied the Jacobi-Anger expansion. In the Hamiltonian, $\tilde{\sigma}_x$ is additionally multiplied by $\omega_d(t)$, and thus yet another frequency multiplies the above series. We can group these additional frequencies with those already existing in the expansion by shifting the summation index and applying the identity $J_{m+1}(a) + J_{m-1}(a) = 2mJ_m(a)/a$. This yields

$$U_S(t) \cos(\omega_{ac}t + \phi) \tilde{\sigma}_x U_S^\dagger(t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{m}{\mathcal{A}} J_m(\mathcal{A}) e^{-i(m\omega_{ac}t + \Phi_m(\phi))} |\chi\rangle\langle\chi| + \text{H.c.} \quad (\text{C2})$$

In the last step, we perform a secular approximation to retain only the resonant $m = n$ phonon processes, yielding the effective transverse-coupling Hamiltonian in Eq. (14).

DATA AVAILABILITY

The datasets generated during this study and used to produce the figures are publicly available in RepOD [60].

ACKNOWLEDGMENTS

We thank Paweł Machnikowski, Karolina Słowik, and Piotr Gładysz for helpful discussions during the early stage of this project. We acknowledge support from the National Science Centre (Poland) under Grants Nos. 2023/49/N/ST3/03931 (M. K.) and 2024/06/Y/ST3/00199 (M. G.).

- [1] C. Schimpf, A. J. Garcia, Z. X. Koong, G. N. Nguyen, L. L. Niekamp, M. H. Appel, A. Hassanen, J. Waller, Y. Karli, S. F. Covre da Silva, J. Ritzmann, H.-G. Babin, A. D. Wieck, A. Pishchagin, W. Hease, N. Margaria, T.-H. Au, S. Boissier, M. Morassi, A. Lemaître, P. Senellart, N. Somaschi, A. Ludwig, R. J. Warburton, M. Atatüre, A. Rastelli, M. Gawelczyk, and D. A. Gangloff, Optical and magnetic response by design in GaAs quantum dots, *PRX Quantum* **6**, 040309 (2025).
- [2] D. D. Awschalom, R. Hanson, J. Wrachtrup, and B. B. Zhou, Quantum technologies with optically interfaced solid-state spins, *Nature Photonics* **12**, 516 (2018).
- [3] M. H. Appel, A. Ghorbal, N. Shofer, L. Zaporski, S. Manna, S. F. C. da Silva, U. Haeusler, C. Le Gall, A. Rastelli, D. A. Gangloff, and M. Atatüre, A many-body quantum register for a spin qubit, *Nat. Phys.* **21**, 368 (2025).
- [4] G. Kurizki, P. Bertet, Y. Kubo, K. Mølmer, D. Petrosyan, P. Rabl, and J. Schmiedmayer, Quantum technologies with hybrid systems, *Proc. Natl. Acad. Sci.* **112**, 3866 (2015).
- [5] M. J. A. Schuetz, E. M. Kessler, G. Giedke, L. M. K. Vandersypen, M. D. Lukin, and J. I. Cirac, Universal quantum transducers based on surface acoustic waves, *Phys. Rev. X* **5**, 031031 (2015).
- [6] H. J. Krenner, P. V. Santos, C. Westerhausen, G. Andersson, A. N. Cleland, H. Sellier, S. Takada, C. Bäuerle, D. Wigger, T. Kuhn, P. Machnikowski, M. Weiß, G. Moody, A. Hernández-Mínguez, S. Lazić, A. S. Kuznetsov, M. Küß, M. Albrecht, M. Weiler, J. Puebla, Y. Hwang, Y. Otani, K. C. Balram, I.-T. Chen, K. Lai, M. Li, G. R. Nash, E. D. S. Nysten, P. Bhattacharjee, H. Mishra, P. K. Iyer, H. B. Nemade, A. Khelif, S. Benchabane, G. Feng, Y. Jin, A. Bartaszyte, S. Margueron, M. Marangolo, L. Thevenard, P. Rovillain, C. Gourdon, S. Hage-Ali, O. Elmazria, H. Schmidt, L. Y. Yeo, L. A. Ambattu, J. S. Jeon, D. Kwak, J. Rufo, S. Yang, and T. J. Huang, The 2026 guided acoustic waves roadmap, *Journal of Physics D: Applied Physics* **59**, 093001 (2026).
- [7] A. A. Clerk, K. W. Lehnert, P. Bertet, J. R. Petta, and Y. Nakamura, Hybrid quantum systems with circuit quantum electrodynamics, *Nat. Phys.* **16**, 257 (2020).
- [8] A. Musiał, P. Holewa, P. Wyborski, M. Syperek, A. Kors, J. P. Reithmaier, G. Şek, and M. Benyoucef, High-purity triggered single-photon emission from symmetric single InAs/InP quantum dots around the telecom C-band window, *Adv. Quant. Technol.* **3**, 1900082 (2020).
- [9] N. Tomm, A. Javadi, N. O. Antoniadis, D. Najer, M. C. Löbl, A. R. Korsch, R. Schott, S. R. Valentin, A. D. Wieck, A. Ludwig, and R. J. Warburton, A bright and fast source of coherent single photons, *Nat. Nanotechnol.* **16**, 399 (2021).
- [10] J. Liu, R. Su, Y. Wei, B. Yao, S. F. C. da Silva, Y. Yu, J. Iles-Smith, K. Srinivasan, A. Rastelli, J. Li, and X. Wang, A solid-state source of strongly entangled photon pairs with high brightness and indistinguishability, *Nat. Nanotechnol.* **14**, 586 (2019).
- [11] D. A. Vajner, L. Rickert, T. Gao, K. Kaymazlar, and T. Heindel, Quantum communication using semiconductor quantum dots, *Adv. Quantum Technol.* **5**, 2100116 (2022).
- [12] N. H. Lindner and T. Rudolph, Proposal for pulsed on-demand sources of photonic cluster state strings, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 113602 (2009).
- [13] S. E. Economou, N. Lindner, and T. Rudolph, Optically generated 2-dimensional photonic cluster state from coupled quantum dots, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 093601 (2010).
- [14] I. Schwartz, D. Cogan, E. R. Schmidgall, Y. Don, L. Gantz, O. Kenneth, N. H. Lindner, and D. Gershoni, Deterministic generation of a cluster state of entangled photons, *Science* **354**, 434 (2016).
- [15] G. N. Nguyen, C. Spinnler, M. R. Hogg, L. Zhai, A. Javadi, C. A. Schrader, M. Erbe, M. Wyss, J. Ritzmann, H.-G. Babin, A. D. Wieck, A. Ludwig, and R. J. Warburton, Enhanced electron-spin coherence in a GaAs quantum emitter, *Phys. Rev. Lett.* **131**, 210805 (2023).
- [16] B. Sun, C. M. E. Chow, D. G. Steel, A. S. Bracker, D. Gammon, and L. J. Sham, Persistent narrowing of nuclear-spin fluctuations in InAs quantum dots using laser excitation, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 187401 (2012).
- [17] G. Éthier-Majcher, D. Gangloff, R. Stockill, E. Clarke, M. Hugues, C. Le Gall, and M. Atatüre, Improving a solid-state qubit through an engineered mesoscopic environment, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 130503 (2017).
- [18] D. M. Jackson, U. Haeusler, L. Zaporski, J. H. Bodey, N. Shofer, E. Clarke, M. Hugues, M. Atatüre, C. Le Gall, and D. A. Gangloff, Optimal purification of a spin ensemble by quantum-algorithmic feedback, *Phys. Rev. X* **12**, 031014 (2022).
- [19] N. Shofer, L. Zaporski, M. Hayhurst Appel, S. Manna, S. Covre da Silva, A. Ghorbal, U. Haeusler, A. Rastelli, C. Le Gall, M. Gawelczyk, M. Atatüre, and D. A. Gangloff, Tuning the coherent interaction of an electron qubit and a nuclear magnon, *Phys. Rev. X* **15**, 021004 (2025).
- [20] E. A. Chekhovich, S. F. C. da Silva, and A. Rastelli, Nuclear spin quantum register in an optically active semiconductor quantum dot, *Nature Nanotechnology* **15**, 999 (2020).

- [21] M. V. Gustafsson, T. Aref, A. F. Kockum, M. K. Ekström, G. Johansson, and P. Delsing, Propagating phonons coupled to an artificial atom, *Science* **346**, 207 (2014).
- [22] R. Manenti, A. F. Kockum, A. Patterson, T. Behrle, J. Rahamim, G. Tancredi, F. Nori, and P. J. Leek, Circuit quantum acoustodynamics with surface acoustic waves, *Nat. Commun.* **8**, 975 (2017).
- [23] L. Li, X. Ruan, S.-L. Zhao, B.-J. Chen, G.-H. Liang, Y. Liu, C.-L. Deng, W.-P. Yuan, J.-C. Song, Z.-H. Liu, T.-M. Li, Y.-H. Shi, H. Zhang, M. Han, J.-M. Guo, X.-Y. Guo, Q. Zhao, J. Zhang, P. Song, X. Song, K. Xu, H. Fan, Y.-X. Liu, Z. Peng, Z. Xiang, and D. Zheng, Quantum acoustics with superconducting qubits in the multimode transition-coupling regime, *Phys. Rev. Appl.* **24**, 064064 (2025).
- [24] A.-L. Guo, X.-Y. Zhu, and Y. Ren, Surface acoustic waves-mediated transduction between quantum dot spin qubits using shortcuts to adiabaticity, *Phys. Lett. A* **561**, 131037 (2025).
- [25] V. N. Golovach, A. Khaetskii, and D. Loss, Phonon-induced decay of the electron spin in quantum dots, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 016601 (2004).
- [26] A. Mielnik-Pyszcowski, K. Gawarecki, M. Gawelczyk, and P. Machnikowski, Dominant role of the shear strain induced admixture in spin-flip processes in self-assembled quantum dots, *Phys. Rev. B* **97**, 245313 (2018).
- [27] M. Kuniej, P. Machnikowski, and M. Gawelczyk, Hybrid acousto-optical spin control in quantum dots, *Phys. Rev. Lett.* **136**, 046904 (2026).
- [28] T. K. Bracht, M. Cosacchi, T. Seidelmann, M. Cygorek, A. Vagov, V. M. Axt, T. Heindel, and D. E. Reiter, Swing-up of quantum emitter population using detuned pulses, *PRX Quantum* **2**, 040354 (2021).
- [29] Y. Karli, F. Kappe, V. Remesh, T. K. Bracht, J. Münzberg, S. Cove da Silva, T. Seidelmann, V. M. Axt, A. Rastelli, D. E. Reiter, and G. Weihs, Super scheme in action: Experimental demonstration of red-detuned excitation of a quantum emitter, *Nano Lett.* **22**, 6567 (2022).
- [30] T. K. Bracht, T. Seidelmann, Y. Karli, F. Kappe, V. Remesh, G. Weihs, V. M. Axt, and D. E. Reiter, Dressed-state analysis of two-color excitation schemes, *Phys. Rev. B* **107**, 035425 (2023).
- [31] K. Boos, F. Shresny, S. K. Kim, M. Kremser, H. Riedl, F. W. Bopp, W. Rauhaus, B. Scaparra, K. D. Jöns, J. J. Finley, K. Müller, and L. Hanschke, Coherent swing-up excitation for semiconductor quantum dots, *Adv. Quantum Technol.* **7**, 2300359 (2024).
- [32] M. Kuniej, P. Machnikowski, and M. Gawelczyk, Hybrid acousto-optical swing-up state control in a quantum dot, *npj Quantum Inf.* **11**, 161 (2025).
- [33] Y. Zhan, Z. Wang, R. P. Mirin, K. L. Silverman, and S. Sun, Hybrid acousto-optical double dressing of a two-level system, *Phys. Rev. Lett.* **137**, 053602 (2026).
- [34] M. Kuniej, P. Machnikowski, and M. Gawelczyk, Higher-harmonic acoustic driving of quantum-dot optical transitions beyond rabi-frequency resonance (2026), [arXiv:2603.09849 \[cond-mat.mes-hall\]](https://arxiv.org/abs/2603.09849).
- [35] Z. X. Koong, U. Haeusler, J. M. Kaspari, C. Schimpf, B. Dejen, A. M. Hassanen, D. Graham, Y. Karli, A. J. Garcia Jr, M. Peter, E. Clarke, M. Hugues, M. Gawelczyk, A. Rastelli, D. E. Reiter, M. Atatüre, and D. A. Gangloff, Coherent control of quantum-dot spins with cyclic optical transitions, *Nat. Commun.* **17**, 7917 (2026).
- [36] D. Wigger, M. Weiß, M. Lienhart, K. Müller, J. J. Finley, T. Kuhn, H. J. Krenner, and P. Machnikowski, Resonance-fluorescence spectral dynamics of an acoustically modulated quantum dot, *Phys. Rev. Res.* **3**, 033197 (2021).
- [37] M. Weiß, D. Wigger, M. Nägele, K. Müller, J. J. Finley, T. Kuhn, P. Machnikowski, and H. J. Krenner, Optomechanical wave mixing by a single quantum dot, *Optica* **8**, 291 (2021).
- [38] H. Haken, Statistical physics of bifurcation, spatial structures, and fluctuations of chemical reactions, *Z. Phys. B* **20**, 413 (1975).
- [39] E. Brion, L. H. Pedersen, and K. Mølmer, Adiabatic elimination in a lambda system, *J. Phys. A* **40**, 1033 (2007).
- [40] J. M. Kaspari, Z. X. Koong, D. A. Gangloff, M. Gawelczyk, and D. E. Reiter, Crossover from Rabi oscillations to adiabatic population switching in the Faraday optical control of quantum dot spins (2026), [arXiv:2606.05033 \[cond-mat.mes-hall\]](https://arxiv.org/abs/2606.05033).
- [41] F. H. L. Koppens, C. Buizert, K. J. Tielrooij, I. T. Vink, K. C. Nowack, T. Meunier, L. P. Kouwenhoven, and L. M. K. Vandersypen, Driven coherent oscillations of a single electron spin in a quantum dot, *Nature* **442**, 766 (2006).
- [42] K. C. Nowack, F. H. L. Koppens, Y. V. Nazarov, and L. M. K. Vandersypen, Coherent control of a single electron spin with electric fields, *Science* **318**, 1430 (2007).
- [43] J. Yoneda, T. Otsuka, T. Nakajima, T. Takakura, T. Obata, M. Pioro-Ladrière, H. Lu, C. J. Palmström, A. C. Gossard, and S. Tarucha, Fast electrical control of single electron spins in quantum dots with vanishing influence from nuclear spins, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 267601 (2014).
- [44] D. Press, T. D. Ladd, B. Zhang, and Y. Yamamoto, Complete quantum control of a single quantum dot spin using ultrafast optical pulses, *Nature* **456**, 218 (2008).
- [45] D. D. Yaremkevich, A. V. Scherbakov, S. M. Kukhtaruk, T. L. Linnik, N. E. Khokhlov, F. Godejohann, O. A. Dyatlova, A. Nadzeyka, D. P. Pattnaik, M. Wang, S. Roy, R. P. Campion, A. W. Rushforth, V. E. Gusev, A. V. Akimov, and M. Bayer, Protected long-distance guiding of hypersound underneath a nanocorrugated surface, *ACS Nano* **15**, 4802 (2021).
- [46] J. Zhou, D. Zhang, Y. Liu, F. Zhuo, L. Qian, H. Li, Y.-Q. Fu, and H. Duan, Record-breaking frequency of 44 GHz based on the higher order mode of surface acoustic waves with LiNbO₃/SiO₂/SiC heterostructures, *Engineering* **20**, 112 (2023).
- [47] Priya, E. R. Cardozo de Oliveira, and N. D. Lanzillotti-Kimura, Perspectives on high-frequency nanomechanics, nanoacoustics, and nanophononics, *Appl. Phys. Lett.* **122**, 140501 (2023).
- [48] A. Maznev, K. J. Manke, K.-H. Lin, K. A. Nelson, C.-K. Sun, and J.-I. Chyi, Broadband terahertz ultrasonic transducer based on a laser-driven piezoelectric semiconductor superlattice, *Ultrasonics* **52**, 1 (2012).
- [49] P. Ruello and V. E. Gusev, Physical mechanisms of coherent acoustic phonons generation by ultrafast laser action, *Ultrasonics* **56**, 21 (2015).
- [50] A. Akimov, A. Scherbakov, D. Yakovlev, and M. Bayer, Picosecond acoustics in semiconductor optoelectronic nanostructures, *Ultrasonics* **56**, 122 (2015).
- [51] S. E. Economou, L. J. Sham, Y. Wu, and D. G. Steel, Proposal for optical U(1) rotations of electron spin trapped in a quantum dot, *Phys. Rev. B* **74**, 205415 (2006).
- [52] P. A. Dalgarno, J. M. Smith, J. McFarlane, B. D. Gerardot, K. Karrai, A. Badolato, P. M. Petroff, and R. J. Warburton, Coulomb interactions in single charged self-assembled quantum dots: Radiative lifetime and recombination energy, *Phys. Rev. B* **77**, 245311 (2008).
- [53] L. Dusanowski, M. Gawelczyk, J. Misiewicz, S. Höfling, J. P. Reithmaier, and G. Şek, Strongly temperature-dependent recombination kinetics of a negatively charged exciton in asymmetric quantum dots at 1.55 μm , *Appl. Phys. Lett.* **113**, 043103 (2018).
- [54] A. Boyer de la Giroday, N. Sköld, R. M. Stevenson, I. Farrer, D. A. Ritchie, and A. J. Shields, Exciton-spin memory with a semiconductor quantum dot molecule, *Phys. Rev. Lett.* **106**,

- 216802 (2011).
- [55] L. Cywiński, W. M. Witzel, and S. Das Sarma, Pure quantum dephasing of a solid-state electron spin qubit in a large nuclear spin bath coupled by long-range hyperfine-mediated interactions, *Phys. Rev. B* **79**, 245314 (2009).
- [56] M. D. Bowdrey, D. K. Oi, A. Short, K. Banaszek, and J. Jones, Fidelity of single qubit maps, *Phys. Lett. A* **294**, 258 (2002).
- [57] Y. G. Semenov and S. M. Ryabchenko, Effects of photoluminescence polarization in semiconductor quantum wells subjected to an in-plane magnetic field, *Phys. Rev. B* **68**, 045322 (2003).
- [58] P. Ramesh, E. Annoni, N. Margaria, D. Fioretto, A. Pishchagin, M. Morassi, A. Lemaître, M. Doty, P. Senellart, L. Lanco, N. Be-labas, S. Wein, and O. Krebs, Impact of hole-g-factor anisotropy on spin-photon entanglement generation with (In,Ga)As quantum dots, *Phys. Rev. Appl.* **24**, 024047 (2025).
- [59] X. Xu, Y. Wu, B. Sun, Q. Huang, J. Cheng, D. G. Steel, A. S. Bracker, D. Gammon, C. Emary, and L. J. Sham, Fast spin state initialization in a singly charged inas-gaas quantum dot by optical cooling, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 097401 (2007).
- [60] M. Kuniej and M. Gawelczyk, [Simulation data for universal acousto-optical parametric control of quantum-dot spins](#), RepOD, V1 (2026).

