

1. 서론

리드버그 원자는 주양자수(n)가 매우 큰 에너지 상태의 원자이다 [1]. 주양자수가 크기 때문에 리드버그 원자의 크기가 매우 크다. 보어 원자모형에 의한 원자의 반지름은 $r = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2}n^2$ (ϵ_0 : 유전상수, \hbar : 플랑크 상수, e : 전자전하, m : 전자질량)으로 주어지기 때문에, $n=100$ 인 리드버그 원자의 크기는 마이크로에 육박하게 된다. 리드버그 원자는 기저상태의 원자로 전이하는 확률이 작고, 따라서 자발 방출에 의하여 붕괴하는 시간이 매우 길다 ($n=100$ 인 리드버그 원자의 붕괴 시간은 약 $1ms$). 따라서, 리드버그 원자를 이용한 원자 물리 현상을 기술하는 시간과 거리의 척도는 각각 ms 과 μm 가 되어, 일반적인 원자의 시간 척도 ns 과 비교하여 백만배, 거리 척도

며, 내각 전자의 수가 큰 원자일수록 양자결손의 값이 크다. 따라서, 양자결손을 고려한 알칼리 원자의 물리적 특성은 $n^* = n - \delta_{n,l}$ 의 함수로 주어진다. 가령, 결합에너지는 n^{*-2} 로 척도변화하며, 근접한 에너지 준위까지의 에너지 차이는 $\Delta_n \propto n^{*-3}$, 그리고 원자의 크기와 관련 있는 전기적 쌍극자 모멘트(electric dipole moment)는 $\mu_n \propto n^{*2}$, 충돌상수는 n^{*4} 로 각각 척도변화한다. 또한, 전기적 분극률(electric polarizability)은 $\alpha_n \propto \mu_n^2 / \Delta_n \propto n^{*7}$, 리드버그 원자간의 쌍극자 상호작용은 $\mu_1^2 \mu_2^2 / \Delta \propto n^{*11}$ 으로 척도변화하는 등 리드버그 원자의 특정 물리량은 주양자수 n 에 매우 민감하게 변하게 된다. 표 1은 루비듐 리드버그 원자($n=50$) 물리량의 n 에 대한 척도변화를 개괄적으로 보여주고 있다[1].

리드버그 원자는 외부장의 변화에 매우 민감하게 반응

특집 ■ 원자물리

리드버그 원자의 물리

안재욱*

Å과 비교하여 만배 확장된다. 알칼리 원자의 리드버그 에너지 준위는 내각 전자들의 전하량이 모두 원자 코어에 의해 전기적으로 가려지기 때문에 최외각 전자의 결합에너지는 간단하게 $E_{n,l,m} = E_\infty - \frac{R_y}{(n - \delta_{n,l})^2}$ (E_∞ : 이온화 에너지, R_y : 리드버그 상수)로 주어진다. 따라서 리드버그 원자의 에너지 준위 공식은 양자결손(quantum defect)이라고 불리는 상수인 $\delta_{n,l}$ 만큼 수소 원자의 에너지 준위와 차이를 갖게 된다. 이 양자결손은 주양자수 n 과 각운동량 양자수 l 에 따라 다르게 주어지

한다[2]. 결합에너지가 매우 작기 때문에, 약한 전기장에도 최외각 전자는 원자 코어의 쿨롱 포텐셜 (Coulomb potential) 장벽을 쉽게 넘는다. 전기장내 리드버그 원자의 운동 문제를 1차원으로 근사하면, 스타크-쿨롱 (Stark-Coulomb) 포텐셜 안장점(saddle point)에 해당하는 전기장이 $E = \frac{\epsilon_0 R_y^2}{\pi n^{*4}}$ 로 주어지고, 이를 $n^*=50$ 인 에너지 준위에 대하여 계산하면 약 $50V/cm$ 에 불과한 작은 값을 갖는다. 구체적으로는 전기장의 1차 함수로 주어지는 선형 스타크(Stark) 에너지 변화를 고려해야 하기

* 한국과학기술원 물리학과

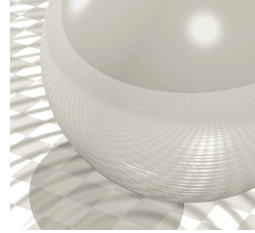


표 1. 리드버그 원자의 특성

Property	n -scaling	Rb (50p)
Binding energy	n^{-2}	6.2 meV
Energy between adjacent n states	n^{-3}	0.22 meV
Radiative lifetime	n^3	106 μ s
Fine-structure interval	n^{-3}	-0.9 MHz
Orbital radius	n^2	0.17 μ m
Dipole moment ($np er nd$)	n^2	3200 ea_0
Geometric cross-section	n^4	0.096 μ m ²
Scalar polarizability	n^7	\sim GHz cm ² /V ²

때문에, 실제로는 이보다 16/9배 큰 전기장에서 전자가 분리되기 시작하고, 교류 전기장을 사용하는 경우에는 에너지 준위의 교차 회피(avoided crossing) 현상에 의하여 $E \propto n^{*-5}$ 로 다르게 척도변화하게 되며, 이러한 현상은 마이크로파를 사용한 다광자(multi-photon) 이온화 과정으로 설명된다[3]. 자기장내의 리드버그 원자의 운동은 소위 유사-란다우(quasi-Landau) 공명현상에 의하여 이온화 에너지보다 높은 에너지 대역에서 사이클로트론 주파수($\omega_c = \frac{eB}{mc}$)의 3/2에 해당하는 에너지 간격으로 많은 에너지 공명 주파수를 보여준다.

리드버그 원자에 관한 연구는 오랜 역사를 가지고 있다. 이미 130년전에 수소원자 발머(Balmer) 시리즈의 높은 에너지 준위에 대한 원자분광학 연구에서 시작하여, 레이저 분광학의 발전과 더불어 계속 발전하였으며, 레이저 광포획 기술의 개발에 의하여 새로운 전기를 맞게 되었다[4]. 저온 기체상태의 리드버그 원자는 원자 코어의 움직임이 사실상 완전히 정지된 것으로 간주됨으로, 리드버그 원자의 긴 자발방출 붕괴 시간내의 리드버그 원자간 상호작용에 대한 연구를 가능하게 한다. 최근에는 리드버그 쌍극자-쌍극자 상호작용에 의한 원자 다체현상, 이온화된 원자 코어의 구름과 이것이 생성하는 쿨롱 인력에 약하게 속박된 전자들로 구성되는 저온 플라즈마, 리드버그 원자와 기저 상태 원자가 결합된 리드버그 분자 등의 새로운 물리 연구 현상이 속속 발견되어 연구되고 있다[5-8].

본 고에서는 광학회 회원과 학생회원을 대상으로 리드버그 원자의 물리 현상을 간단히 설명하기 위하여, 한국물리학회지에 기고한 바 있는 논문[9]을 발췌 번역하여 소개한다. 우선 서론에 소개한 리드버그 원자의 간략한 특성에 이어서, 리드버그 분자의 종류와 구성 원리를 설명하고, 리드버그 쌍극자 붕쇄 현상과 이를

이용한 리드버그 원자 기반의 양자 컴퓨팅에 대하여 간략히 소개한다.

2. 리드버그 분자

앞서 살펴본 바와 같이, 리드버그 원자는 일반 원자와 비교하여 엄청난 크기의 전기적 분극률(electric polarizability)을 갖는다. n^7 의 척도변화에 의하여, $n=100$ 인 리드버그 원자는 기저상태 원자와 비교하여 10^{14} 배 큰 값의 전기적 분극률을 갖는다. 이러한 엄청난 전기적 분극률에 의해 리드버그 원자를 포함하는 새로운 종류의 분자들의 형성이 보고되고 있다. 이 리드버그 분자는 기존에 많이 연구된 일반적인 분자의 리드버그 에너지 상태와 다른 것이며, 레이저 광포획기술에 의해 냉각된 원자가 광결합되어 생성되며, 리드버그 원자와 리드버그 원자 또는 리드버그 원자와 기저상태 원자의 결합상태에 해당한다.

리드버그 원자는 매우 큰 값의 영구 전기적 쌍극자 모멘트와 유도 전기적 쌍극자 모멘트를 갖을 수 있기 때문에, 리드버그 원자와 관련한 원자의 상호작용은 각각 반데르발스 상호작용과 쌍극자 상호작용의 영향을 받는다. 매우 가까운 거리에만 작용하는 화학적 교환과정의 상호작용을 제외하면, 리드버그 원자의 상호작용은 주로 쿨롱 상호작용과 고차 수정항으로 전개되어 설명될 수 있다.

리드버그 분자의 전기적 포텐셜을 $V(R) = D_e + \sum_k \frac{C_k}{R^k}$ (D_e : 해리에너지, C_k : 고차항 결합상수)로 표시하면, 영구 전기적 쌍극자 모멘트가 있는 경우의 제일 큰 상호작용은 C_3/R^3 (C_3 는 쌍극자 매트릭스 요소의 제곱값)이 된다. 하지만, 동핵 기저상태 이원자 분자와 같이 영구 전기적 쌍극자 모멘트가 없는 경우에는, 제일 큰 상호작용이 C_6/R^6 의 반데르발스 상호작용의 형태를 띠게 된다. 앞서 살펴본 바와 같이, 이러한 유도 쌍극자에 의한 반데르발스 상호작용은 n^4 의 주양자수 척도변화를 갖게 된다. 리드버그 원자의 강한 상호작용은 이미 리드버그 쌍극자 붕쇄 현상 실험과 리드버그 분자의 공명선 분광 실험에서 관찰된 바 있다[10,11].

또한, 리드버그 원자는 주변의 기저상태 원자와 결합하여 리드버그 거대분자를 구성할 수 있음이 예측되었고 [7], 이러한 원자쌍이 1000 보어거리(Bohr radius)의 원

리드버그 원자의 물리

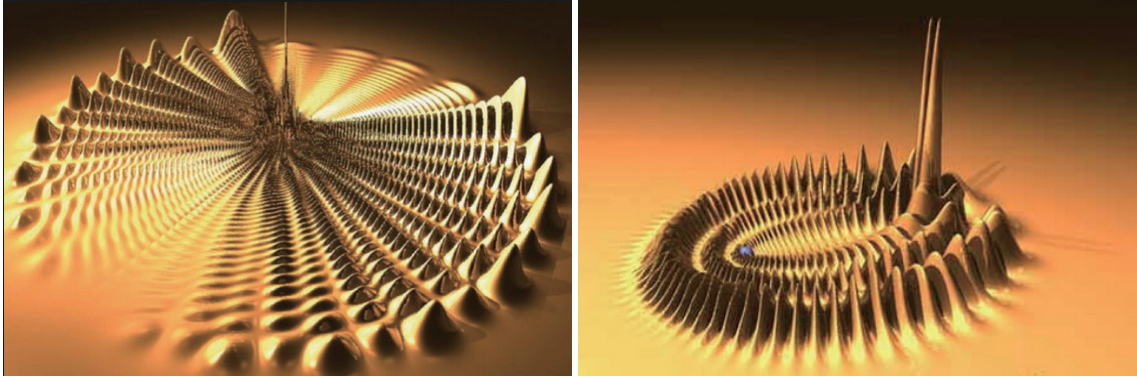


그림 1. 리드버그 분자의 전자 밀도분포[7,8]. (a) 리드버그 나비분자 $Rb(5s)-Rb(ns)$. (b) 리드버그 삼엽충분자 $Rb(3d)-Rb(3s)$.

거리에서 상호작용하여 결합되는 것이 실험적으로 관찰되었다[8]. 이러한 리드버그 분자의 형성은 리드버그 원자의 전자가 기저상태 원자와 충돌할 때의 s파 산란거리(s-wave scattering length)에 의해 정해지며, 컴퓨터 계산을 통하여 s파 산란거리가 음의 값을 갖을 수 있음을 밝혀내어 리드버그 거대분자의 형성을 설명하고 있다. 실험적으로는 루비듐 2원자(dimer)의 3중항 리드버그 상태 $^3\Sigma(5s-ns)$ 가 약 $20\mu s$ 의 분자수명을 갖는 것으로 관찰되었다. 이러한 종류의 리드버그 분자는 그 모양이 나비와 닮았다 하여 “나비분자”고 불리고 있다 [그림 1(a) 참조]. 또한, $Rb(nd)-Rb(5s)$ 와 같은 2원자의 조합에서는 각운동량을 갖는 리드버그 전자와 원자 코어의 전자간 상호작용이 리드버그 에너지준위에 변화를 줘서, 보다 강하게 결합된 리드버그 분자 형성이 가능해진다. 이러한 종류의 리드버그 분자는 삼엽충 모양을 닮았다 하여, “삼엽충 분자”로 불리고 있다[7] [그림 2(b) 참조]. 한편, 위의 기저상태 원자 대신에 극성분자가 리드버그 원자와 결합하는 경우도 가능한 것으로 예측되고 있으며, 이를 리드버그 거대 극성 분자라고 부르고 있다[12].

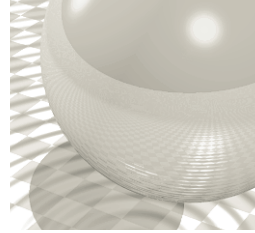
3. 리드버그 쌍극자 봉쇄현상

두 개의 원자가 일정한 거리 내에 있을 때, 한 원자가 리드버그 상태로 여기되면 다른 원자가 동일한 리드버그 양자 상태로 여기되지 않는 현상을 리드버그 원자 쌍극자 여기 봉쇄현상(Rydberg atom dipole blockade of excitation, 줄여서 리드버그 쌍극자 봉쇄현상)이라고 부른다[13]. 이는 두 원자가 강하게 상호작용하면 두 번째

원자의 리드버그 에너지준위가 바뀌기 때문이며, 이를 가능하게 하는 거리를 리드버그 쌍극자 봉쇄거리(R_b)라고 한다. 이 현상은 뒤에 설명할 리드버그 원자 기반의 양자 컴퓨팅에 중요하게 사용된다.

리드버그 쌍극자 봉쇄현상을 설명하기 위하여, 먼저 두 개의 원자가 모두 기저 에너지 상태를 $|g, g\rangle$ 에 있고, 쌍극자 봉쇄거리 R_b 내의 거리에 위치하는 것으로 가정한다. 이 원자쌍은 공명 주파수를 갖는 레이저에 의하여 다음 세 가지의 양자상태, $|r, g\rangle$, $|g, r\rangle$, $|r, r\rangle$ 중 하나로 바뀔 수 있다. 이때, 처음 두 개의 양자 상태는 레이저의 공명 조건을 항상 만족하지만, 세 번째의 2중 여기 양자 상태 $|r, r\rangle$ 는 원자간의 상호작용이 있는 경우에 2광자 공명 조건을 만족하지 않을 수 있다. 즉, 리드버그 쌍극자 봉쇄거리보다 가깝게 위치한 원자쌍의 경우, 한 원자가 리드버그 리드버그 에너지 준위로 여기되면 다른 원자의 리드버그 에너지 준위는 리드버그 쌍극자 상호작용에 의하여 준위변화(봉쇄에너지 준위변화, blockade level shift, B)를 겪게 된다. 따라서, 레이저의 선포(이 경우, 라비 진동 주파수 Q 가 이에 해당)이 준위변화 B 보다 작은 경우에, 즉 $B \gg Q$ 인 경우에 $|r, g\rangle$ 또는 $|g, r\rangle$ 상태에서 $|r, r\rangle$ 상태로의 광여기 경로가 봉쇄된다. 루비듐 원자의 $n=80$ 리드버그 에너지 준위를 라비 진동 주파수 $3MHz$ 를 갖는 레이저 펄스 시간으로 여기하는 경우에, 리드버그 쌍극자 봉쇄거리는 약 $R_b=10\mu m$ 로 주어진다. 따라서, $10\mu m$ 거리내의 원자쌍은 리드버그 쌍극자 봉쇄현상에 의하여 2중 여기 양자상태인 $|r, r\rangle$ 로 가지 못한다.

만약, 밀도가 높은 저온 원자 구름과 같이 N 개의 원자가 리드버그 쌍극자 봉쇄거리내에 위치하게 되는 경우



에, 모든 가능한 조합의 양자쌍이 리드버그 쌍극자 봉쇄 현상에 의한 영향을 받는다. 따라서, 공명 주파수의 레이저 장을 조사하면, 기저상태의 N 개 원자는 오직 하나의 원자만 리드버그 상태로 여기될 수 있으므로, 원자의 양자상태는 $|\Psi_N\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N |g_1, g_2, \dots, g_i, \dots, g_N\rangle$ 로 주어진다. 같은 크기의 레이저장을 이용하여 단일 원자를 리드버그 상태로 바꾸는 확률과 비교하면, 위의 양자상태는 \sqrt{N} 배만큼 높은 확률로 단일원자 여기상태를 만들 수 있는 것을 알 수 있다. 즉, 강하게 상호작용하는 N 원자 시스템은 $1/\sqrt{N}$ 배만큼 작은 레이저장을 이용하여 단일 원자 여기상태를 만들 수 있으며, 따라서 리드버그 봉쇄 거리내의 N 원자 양자상태의 라비 진동주파수는 $\Omega_N = \sqrt{N}\Omega$ (Ω : 일반적인 라비 진동주파수)로 주어지며, 상호작용하지 않는 원자의 라비 진동수보다 \sqrt{N} 배만큼 크다. 이러한 리드버그 쌍극자 봉쇄현상에 의한 라비 진동주파수의 증가는 실험적으로 관찰되었다[14].

4. 리드버그 원자를 이용한 양자 컴퓨팅

디지털 컴퓨팅이 0이나 1의 값을 갖는 비트를 기본단위로 임의의 연산을 수행하는 것과 마찬가지로, 양자 컴퓨팅은 2준위 양자계의 양자 함수인 $|\Psi\rangle = \cos\theta|0\rangle + \sin\theta e^{i\phi}|1\rangle$ (θ 와 ϕ : 임의의 각도), 큐비트(qubit)을 이용한다. 큐비트는 0과 1의 결맞은 중첩상태를 갖을 수 있기 때문에,

양자 컴퓨팅은 디지털 컴퓨팅과 다르게 단일 소자의 병렬처리가 가능하며, 단일 큐비트의 모든 연산과 큐비트쌍의 C-NOT연산(controlled-NOT, 아래에 설명)을 조합하여 임의의 연산을 구현할 수 있다[15]. 일반적으로 단일 큐비트의 연산은 상대적으로 쉽게 구현되기 때문에, 큐비트쌍의 C-NOT연산을 구현하는 것이 양자 컴퓨팅에서 중요한 문제가 된다.

리드버그 원자를 이용한 양자 컴퓨팅은 앞에서 설명한 리드버그 쌍극자 봉쇄현상을 활용하여 C-NOT연산을 구현한다. C-NOT연산은 첫 번째 큐비트(제어큐비트)의 상태가 0인 경우에는 두 번째 큐비트(대상큐비트)의 상태를 바꾸지 않고, 1인 경우에는 대상큐비트의 상태를 바꾸는 연산을 수행한다. 이를 수식으로 표시하면 $U^{CNOT}|c, t\rangle = |c, c \oplus t\rangle$ 로 주어진다. 리드버그 원자를 큐비트로 이용하면 그림 2(b)에서와 같이 다섯 개의 레이저 펄스를 이용하여 C-NOT연산의 일종인 C-PG(controlled-phase-gate) 연산을 구현할 수 있다[16]. 먼저 두 개의 원자가 리드버그 쌍극자 봉쇄거리 이내에 있어서, 리드버그 쌍극자 봉쇄현상의 강한 상호작용에 의하여 이중 여기상태가 불가능한 것을 가정한다. 가령, 제어큐비트(c)가 0에 있다고 하면, 2번과 4번의 레이저 펄스에 의해 제어큐비트의 상태는 바뀌지 않기 때문에, 따라서, 1-3-5의 레이저 펄스에 의해 대상큐비트(t)은 원래 상태로 되돌아 오게 된다. 하지만, 만약 제어큐비트가 1에 있다고 하면, 2번의 레이저 펄스에 의해 리드버그 상태($|r\rangle$)로 바뀌어, 대상큐비트는 3번의 레이저 펄스는 대상큐비트에 아무 역할을 하지 못하게 되고, 따라서, 1-3-5의 레이저 펄스에 의해 대상큐비트는 부호가 바뀌게 된다. 이 바뀐 부호는 단일 큐비트의 회전연산(Hadamard 연산)에 의하여 대상큐비트의 상태를 바꾸게 되어, C-NOT연산이 완성하게 된다. 한편, 그림 2(c)는 리드버그 쌍극자 봉쇄현상에 기반한 7개 레이저 펄스를 이용한 C-NOT연산 구현 방법을 나타내고 있다. 실험적으로 구현된 바에 따르면, 진공속에서 $10\mu\text{m}$ 거리로 포획된 루비듐 원자 두 개를 이용하여, $n=97$ 리드버그 준위의 봉쇄에너지 준위변화를 만큼 만들 수 있도록 $|5p_{3/2}\rangle$ 에너지 상태를 매개로 2광자 공명 여기 과정을 사용하였다[17]. 리드버그 준위로의 라비 진동 주파수 $\Omega/2\pi=0.67\text{MHz}$ 를 이용하여 7

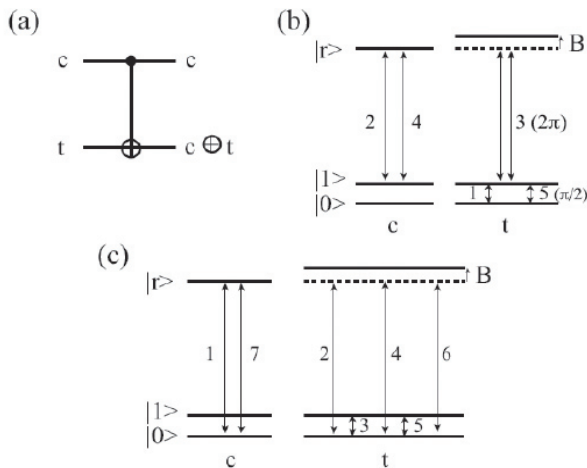


그림 2. (a) C-NOT연산, (b) 5개의 레이저 펄스를 이용한 리드버그 원자 C-NOT연산, (c) 7개의 레이저 펄스를 이용한 리드버그 원자 C-NOT연산[16]

리드버그 원자의 물리

개의 레이저 펄스로 구현한 C-NOT연산은 총 $7\mu\text{s}$ 의 연산시간이 소요되었다.

5. 결론

이상으로 리드버그 원자의 특성과 최근의 연구 동향에 대하여 간략히 요약하였다. 리드버그 원자의 매우 큰 전기분극률, 원거리 상호작용, 그리고 긴 자발 붕괴시간 등의 특성은 현대 원자물리와 양자정보 과학 분야에서 리드버그 원자에 대한 관심을 불러 일으키고 있다. 최근에는 리드버그 분자, 저온 플라즈마, 리드버그 물질 등의 새로운 물질이 리드버그 원자를 이용하여 개발되었으며, 리드버그 쌍극자 봉쇄현상에 의한 원자간의 강한 상호작용은 원자기반의 양자 컴퓨팅 기술 개발에 대한 기대를 크게 하고 있다. 레이저를 이용한 리드버그 원자의 제어 기술은 정밀하고 상대적으로 쉽게 구현할 수 있기 때문에, 진공관 기반의 태동기 전자공학의 기술 구현 과정과 많은 유사점이 있다. 리드버그 원자 기반의 양자 기술 태동을 기대해 본다.

참고문헌

[1] T. F. Gallagher, Rydberg Atoms (New York: Cambridge University Press, 1994).

[2] T. Pohl, H. R. Sadeghpour, and P. Schmelcher, "Cold and ultracold Rydberg atoms in strong magnetic fields," Phys. Rep., vol. 484, no. 6, pp. 181–229 (2009).

[3] J. E. Bayfield and P. M. Koch, "Multiphoton Ionization of Highly Excited Hydrogen Atoms," Phys. Rev. Lett., vol. 33, no. 5, pp. 258–261 (1974).

[4] H. J. Matcalf, Laser Cooling and Trapping (Springer-Verlag, New York, 1999).

[5] W. R. Anderson, J. R. Veale, and T. F. Gallagher, "Resonant Dipole-Dipole Energy Transfer in a Nearly Frozen Rydberg Gas," Phys. Rev. Lett., vol. 80, no. 2, pp. 249–252 (1998).

[6] M. P. Robinson, B. L. Tolra, M. W. Noel, T. F. Gallagher, and P. Pillet, "Spontaneous evolution of rydberg atoms into an ultracold plasma," Phys. Rev. Lett., vol. 85, no. 21, pp. 4466–4469 (2000).

[7] C. H. Greene, A. S. Dickinson, and H. R. Sadeghpour, "Creation of polar and nonpolar ultra-long-range Rydberg molecules," Phys. Rev. Lett., vol. 85, no. 12, pp. 2458–2461 (2000).

[8] V. Bendkowsky, B. Butscher, J. Nipper, J. P. Shaffer, R. Low,

and T. Pfau, "Observation of ultralong-range Rydberg molecules," Nature, vol. 458, 1005–1009 (2009).

[9] J. Lim, H. Lee, and J. Ahn, "Cold Rydberg atoms and their applications," J. Korean Phys. Soc., vol. 63, no. 4, pp. 867–876 (2013).

[10] S. M. Farooqi, D. Tong, S. Krishnan, J. Stanojevic, Y. P. Zhang, J. R. Ensher, A. S. Estrin, C. Boisseau, R. Cote, E. E. Eyler, and P. L. Gould, "Long-Range Molecular Resonances in a Cold Rydberg Gas," Phys. Rev. Lett., vol. 91, no. 18, 183002–183005 (2003).

[11] K. R. Overstreet, A. Schwettmann, J. Tallant, D. Booth, and J. P. Shaffer, "Observation of electric-field induced Cs Rydberg atom macrodimers," Nat. Physics, vol. 5, pp. 581–585 (2009).

[12] S. T. Rittenhouse and H. R. Sadeghpour, "Ultracold giant polyatomic Rydberg molecules: coherent control of molecular orientation," Phys. Rev. Lett., vol. 104, no. 24, 243002–243005 (2010).

[13] M. D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Cote, L. M. Duan, D. Jaksch, J. I. Cirac, and P. Zoller, "Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles," Phys. Rev. Lett., vol. 87, no. 3, pp. 037901–037904 (2001).

[14] M. Reetz-Lamour, T. Amthor, J. Deiglmayr, and M. Weidemuller, "Rabi Oscillations and Excitation Trapping in the Coherent Excitation of a Mesoscopic Frozen Rydberg Gas," Phys. Rev. Lett., vol. 100, no. 25, pp. 253001–23004 (2008).

[15] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, Quantum Computation and Quantum Information (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2000).

[16] M. Saffman, T. G. Walker, and K. Moelmer, "Quantum information with Rydberg atoms," Rev. Mod. Phys., vol. 82, no. 3, pp. 2313–2363 (2010).

[17] L. Isenhower, E. Urban, X. L. Zhang, A. T. Gill, T. Henage, T. A. Johnson, T. G. Walker, M. Saffman, "Demonstration of a Neutral Atom Controlled-NOT Quantum Gate," Phys. Rev. Lett., vol. 104, no. 1, pp. 010503–010506 (2010).

약력



안재욱

- 2004년 12월 - 현재
한국과학기술원 물리학과 조교수, 부교수
- 2002년 7월 - 2004년 12월
Los Alamos National Laboratory, Postdoctoral Fellow
- 1996년 9월 - 2002년 7월
University of Michigan, Department of Physics, Ph. D
- 1995년 9월 - 1996년 8월
Lehigh University, Department of Physics
- 1994년 3월 - 1995년 8월
서울시립대학교, 교양과정부, 조교, 시간강사
- 1988년 3월 - 1994년 2월
서울국립대학교, 물리학과, 이학학사, 이학석사