

## 专题: 极端条件原子分子动力学

## 从“强场原子物理”到“强场原子核物理”\*

王旭<sup>1)2)†</sup>

1) (中国工程物理研究院研究生院, 北京 100193)

2) (中国科学院近代物理研究所南方核科学理论中心, 惠州 516000)

(2024年10月18日收到; 2024年11月11日收到修改稿)

20世纪80年代中期, 啁啾脉冲放大技术(2018年诺贝尔物理学奖)突破了激光强度提升的瓶颈, 激光强度跨越了原子单位的门槛(1个原子单位激光强度对应功率密度 $3.5 \times 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>). 这样强的激光场可以在原子、分子中诱导出高阶非线性响应, 导致一系列新的物理现象, 其中尤其重要的是高次谐波辐射和阿秒光脉冲产生(2023年诺贝尔物理学奖). 随着强激光技术的进步, 当前激光强度已达到 $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup>量级, 并在进一步提升中. 这样强的激光场能否在原子核中诱导出类似的高阶非线性响应、将“强场原子物理”推进至“强场原子核物理”? 最近的研究发现, 当前的强激光至少可以在一个特殊的原子核, 即钷-229原子核诱导出高阶非线性响应. 这得益于该原子核存在一个能量极低的激发态和超精细混合效应对于光核耦合的增强. 高阶非线性响应的触发可以极大地提升原子核的激发概率和调控效率. 类似原子, 被强激光驱动的原子核也会向外辐射高次谐波. “强场原子核物理”开始成为光与物质相互作用以及核物理研究的新前沿, 提供基于强激光的原子核激发和调控新方案, 以及基于原子核跃迁的相干光辐射新途径.

**关键词:** 强场原子物理, 激光核物理, 高阶非线性响应, 高次谐波

**PACS:** 42.50.Hz, 32.80.Wr, 42.65.Ky, 23.20.-g

**DOI:** 10.7498/aps.73.20241456

**CSTR:** 32037.14.aps.73.20241456

## 1 引言

20世纪80年代中期激光啁啾脉冲放大技术的提出<sup>[1]</sup>突破了限制激光强度提升的瓶颈, 激光强度可以接近并超过1个原子单位(a.u., 对应功率密度 $3.5 \times 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>). 这使得激光可以在原子、分子中诱导出高阶非线性响应, 强场原子分子物理这个研究领域随之繁荣起来. 原子对强激光场的高阶非线性响应导致一系列新的物理现象, 比如多光子电离和阈上电离<sup>[2,3]</sup>, 非次序双电离和多电离<sup>[4-6]</sup>, 高次谐波辐射<sup>[7]</sup>等. 尤其是基于高次谐波可以产生脉宽在阿秒尺度的光脉冲<sup>[8,9]</sup>, 是当前研究者在实验室中可以产生的最短光脉冲, 在原子分子超快

动力学研究方面具有重要的应用前景.

随着强激光技术的快速进步, 当前激光强度早已远超原子单位, 达到 $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup>量级<sup>[10]</sup>, 仍在进一步提升中<sup>[11]</sup>. 利用强激光场影响和调控更微观层面的过程——原子核物理, 吸引了越来越多的研究和关注, 比如: 强激光场对原子核衰变的影响<sup>[12-14]</sup>、对氘核聚变过程的影响<sup>[15-17]</sup>, 利用强激光辐照固体靶产生的 $\gamma$ 光与原子核相互作用<sup>[18]</sup>, 利用强激光与团簇相互作用产生的高温高密度等离子体激发原子核<sup>[19,20]</sup>等. 可看到强激光已经可以通过多种方式(直接或间接)影响不同的原子核物理过程. 但是这些影响仍然较弱, 均处于线性微扰区, 单个原子核被影响(比如被激发)的概率远小于1. 本文将回答如下问题: 强激光场有没有可能在原子

\* 国家自然科学基金(批准号: 12474484, U2330401, 12088101)资助的课题.

† E-mail: [xwang@giscaep.ac.cn](mailto:xwang@giscaep.ac.cn)

核中诱发出高阶非线性响应?

一般情况下,在原子核中诱发出高阶非线性响应非常困难,需要的激光场强度远超现在可以达到的激光场强.这一方面是因为原子核极小的跃迁矩,限制了其与激光场的耦合强度;另一方面原子核的跃迁能量却很大.光核相互作用的能量与跃迁能量的比值(引入无量纲参数  $\eta$ )远小于1,这将光核相互作用限制在线性微扰区.但是最近的研究发现,现有的强激光场至少可以在一个比较特殊的原子核,即钍-229原子核中诱导出高阶非线性响应<sup>[21]</sup>.这得益于1)钍-229原子核存在一个能量极低的激发态,仅比基态高8.4 eV左右<sup>[22,23]</sup>;2)超精细混合效应对于光核耦合强度的大幅提升<sup>[24]</sup>.

高阶非线性响应的诱发可以极大提升激光对原子核的激发概率(单脉冲单原子核10%量级),实现原子核的高效光激发和调控.被强激光驱动的原子核也会以高次谐波的形式向外辐射次级光,类似于原子的高次谐波辐射,但是也有重要的不同特征.基于原子核对强激光场高阶非线性响应的“强场原子核物理”开辟了光与物质相互作用新的前沿,提供了基于激光的原子核激发与调控新方案,以及基于原子核跃迁的相干光辐射新途径.

本文接下来将分节介绍以下内容:第2节简要介绍强场原子物理,即原子对强激光场的高阶非线性响应;第3节介绍在原子核中诱发高阶非线性响应的关键因素,即超精细混合效应;第4节介绍在

钍-229原子核中诱发高阶非线性响应的相关结果,包括核激发概率以及高次谐波谱;第5节是总结和展望.

## 2 强场原子物理:原子对强激光场的高阶非线性响应

当激光场强接近1个原子单位,可以在原子中诱导出高阶非线性响应.我们采用两能级原子模型来解释这个过程,如图1(a)所示,模型原子包括基态 $|a\rangle$ 和激发态 $|b\rangle$ ,能级差 $\Delta E = 1$  a.u.假设激光场的光子能量 $\hbar\omega = 0.2$  a.u.,即跃迁能级差的1/5.这是强激光场与物质相互作用的普遍情形,即单光子能量远小于跃迁能级差,但是同时可参与的光子数目很多.与原子相互作用的激光脉冲形状如图1(b)所示.系统的哈密顿算符可写为 $\hat{H}(t) = \hat{H}_0 + \hat{H}_1(t)$ ,其中 $\hat{H}_0$ 是无外场时两能级原子的哈密顿算符, $\hat{H}_1(t) = -\hat{D} \cdot \mathbf{E}(t)$ 是原子与激光电场之间的电偶极相互作用. $\hat{D}$ 是原子电偶极矩算符,为简单起见假设矩阵元 $\langle a | \hat{D} | b \rangle = \langle b | \hat{D} | a \rangle = D$ 并且 $D = |D| = 1$  a.u.激光电场 $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 f(t) \cos(\omega t)$ 为线偏振, $0 \leq f(t) \leq 1$ 是脉冲包络函数.该原子在任意时刻的量子态可以展开写成 $|\psi(t)\rangle = c_a(t)|a\rangle + c_b(t)e^{-i\omega_0 t}|b\rangle$ ,其中 $c_a(t)$ 和 $c_b(t)$ 是处于 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 两个态的随时间变化的复系数, $\omega_0 = \Delta E/\hbar$ 是两态之间的频率差.另外为简单起见,假设 $D$ 与 $\mathbf{E}_0$ 方向一致,即 $D \cdot \mathbf{E}_0 = DE_0$ .

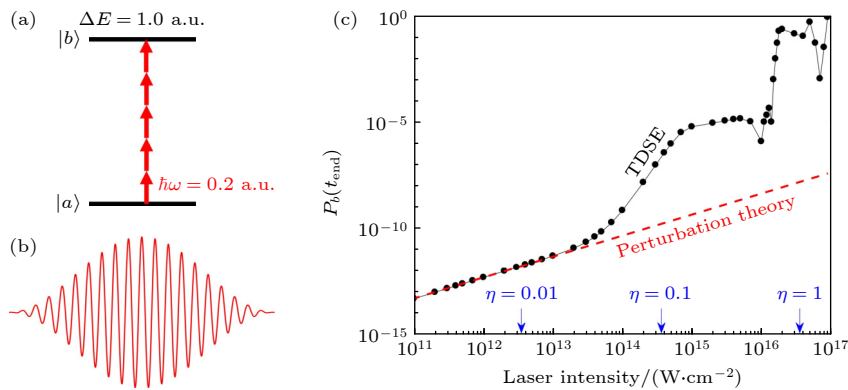


图1 (a) 两能级原子示意图.  $\Delta E$  是两能级之间能量差,  $\hbar\omega$  是激光光子能量; (b) 计算中所用激光脉冲示意图; (c) 脉冲结束时刻原子激发概率随着激光场强的依赖关系, 黑色圆点是 TDSE 数值结果, 红色虚线是一阶含时微扰理论计算结果,  $\eta = DE_0/\Delta E$  是相互作用能量与跃迁能量的比值

Fig. 1. (a) Illustration of a two-level atom.  $\Delta E$  is the energy difference between the two levels and  $\hbar\omega$  is the energy of the laser photon; (b) illustration of the laser pulse used in the calculation; (c) end-of-pulse excitation probability versus laser intensity. Black dots are numerical results from TDSE, and the red dashed line is the result from first-order time-dependent perturbation theory,  $\eta = DE_0/\Delta E$  is the ratio between the interaction energy and the transition energy.

系统的演化由含时薛定谔方程 (time-dependent Schrödinger equation, TDSE) 决定:  $i\frac{d}{dt}|\psi(t)\rangle = \hat{H}(t)|\psi(t)\rangle$ , 代入  $\hat{H}(t)$  和  $|\psi(t)\rangle$  的表达式, TDSE 转化为关于系数的一阶耦合常微分方程组:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}c_a(t) &= -iDE_0f(t)\cos(\omega t)e^{-i\omega_0t}c_b(t), \\ \frac{d}{dt}c_b(t) &= -iDE_0f(t)\cos(\omega t)e^{+i\omega_0t}c_a(t). \end{aligned} \quad (1)$$

方程组 (1) 一般没有解析解, 但是可以很方便进行数值求解 (比如利用 Runge-Kutta 方法). 假设在初始时刻原子处于基态  $|a\rangle$ , 我们求解在脉冲完全结束之后 ( $t_{\text{end}}$  时刻) 的激发概率

$$P_b(t_{\text{end}}) = |c_b(t_{\text{end}})|^2,$$

以及在脉冲驱动过程中的诱导电偶极矩

$$D_{\text{ind}}(t) = D[c_a(t)c_b^*(t)e^{i\omega_0t} + \text{c.c.}].$$

随时间变化的诱导电偶极矩是被激光驱动的原子向外辐射次级光的源头, 其频率成分决定了次级辐射光的频率成分.

图 1(c) 展示了激发概率  $P_b(t_{\text{end}})$  随着激光场强的依赖关系. 其中黑色圆点是 TDSE 数值计算结果, 红色虚线是一阶含时微扰理论的计算结果. 可以看到在相对较弱的激光场强下, 激发概率线性依赖于激光场强, TDSE 的数值结果与一阶微扰理

论结果一致. 随着激光场强的提高, TDSE 数值结果开始偏离微扰理论的结果, 呈现远超微扰结果的“爆发式”提升. 这是强激光场在原子中诱导出高阶非线性响应的结果.

可以用如下无量纲参数来量化强激光场与两能级系统之间的相互作用:

$$\eta = \frac{DE_0}{\Delta E},$$

其中  $DE_0$  是相互作用能量,  $\Delta E$  是跃迁能量. 当相互作用能量能够接近跃迁能量, 即  $\eta$  接近 1 时, 该系统可被诱导出高阶非线性响应. 事实上, 如图 1(c) 所示, 在  $\eta < 1$ , 甚至  $\eta < 0.1$  时, 非线性响应就开始出现.

图 2 展示了在 3 个不同激光场强下的诱导电偶极矩  $D_{\text{ind}}(t)$  及其傅里叶变换后得到的频谱. 可以看到在激光场强为  $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup> ( $\eta \approx 0.002$ ) 时, 诱导电偶极矩的频谱只有一个频率, 即驱动激光场的频率  $\omega$ . 这说明在这个场强下, 原子对激光场的响应仍然是线性的. 在激光场强为  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> ( $\eta \approx 0.05$ ) 时, 诱导电偶极矩的频谱出现了明显的高频成分, 主要是驱动激光场的 3 倍频和 5 倍频. 当激光场强为  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> ( $\eta \approx 0.5$ ) 时, 更多的高频成分 (大约到 11 倍频) 被诱导出来. 根据电动力学理论, 诱导电偶极矩  $D_{\text{ind}}(t)$  作为源会向外辐射

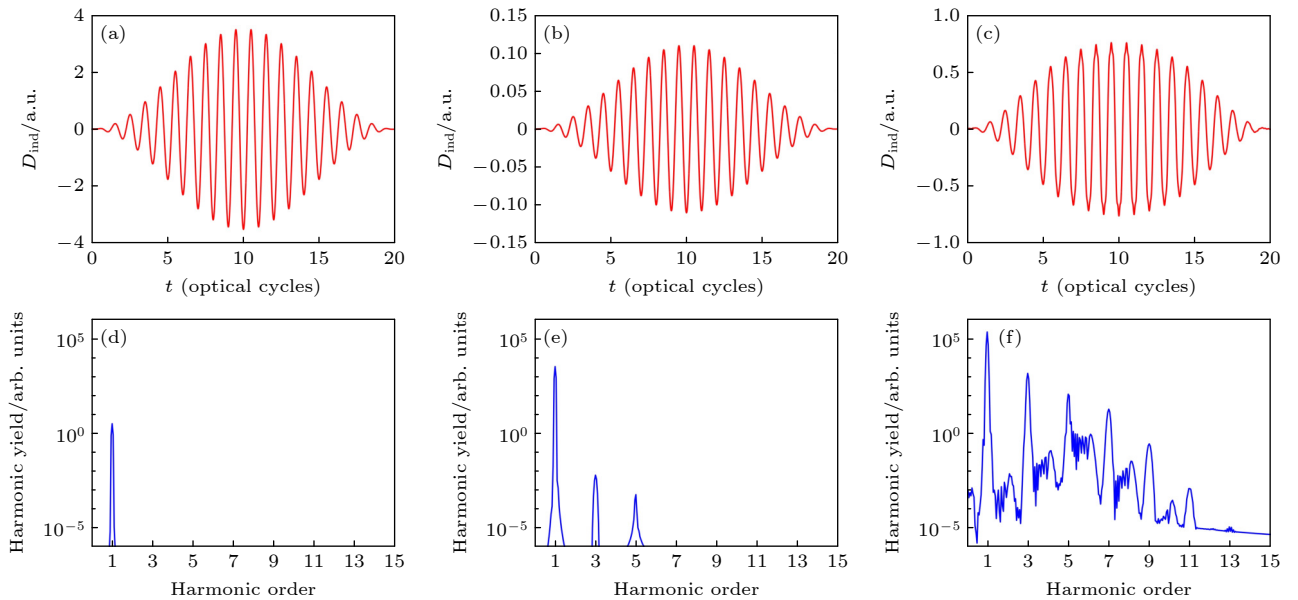


图 2 (a)–(c) 诱导电偶极矩  $D_{\text{ind}}(t)$  及其 (d)–(f) 傅里叶变换得到的频谱; 激光强度分别为  $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup> (a), (d);  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> (b), (e);  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> (c), (f)

Fig. 2. (a)–(c) Induced dipole moment  $D_{\text{ind}}(t)$  and (d)–(f) the harmonic spectra from Fourier transform; the laser intensity is  $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup> (a), (d);  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> (b), (e);  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> (c), (f).

光, 其电场部分为

$$\mathbf{E}_{\text{rad}}\left(\mathbf{r}, t + \frac{r}{c}\right) \propto \hat{\theta} \frac{\sin\theta}{r} \frac{d^2}{dt^2} D_{\text{ind}}(t). \quad (2)$$

(2) 式的空间坐标系以驱动激光的偏振方向  $\mathbf{E}_0$  为  $z$  轴, 原点为原子核所在位置,  $D_{\text{ind}}(t)$  也沿着  $z$  轴振荡. (2) 式描述的即是在这个坐标系中空间点  $\mathbf{r}$  处的辐射电场. 可以看到该辐射电场: 1) 正比于  $D_{\text{ind}}(t)$  对时间的二阶导数; 2) 正比于  $\sin\theta$ , 即辐射更倾向于沿着  $x-y$  平面向外传播; 3) 反比于传播距离  $r$ ; 4) 在该空间点的方向沿着  $\hat{\theta}$ . 辐射电场与诱导电偶极矩  $D_{\text{ind}}(t)$  的频率成分相同, 因此  $D_{\text{ind}}(t)$  中诱导出来的高频成分会反映在远场探测到的次级光辐射, 此即高次谐波. 基于高次谐波可以生成持续时间在阿秒尺度的短脉冲. 当然, 我们这里用两能级原子模型来解释高次谐波产生的原理, 真实的原子有更多的能级, 包括束缚态和连续态. 事实上, 原子高次谐波辐射主要是来自连续态的贡献<sup>[25]</sup>.

### 3 从原子到原子核, 超精细混合效应

随着强激光技术的快速进步, 当前强激光可达到的场强已远超 1 个原子单位, 达到  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> 量级<sup>[10]</sup>, 并仍在提升中<sup>[11]</sup>. 这样强的激光场有没有可能在原子核中诱发出类似的高阶非线性响应?

从参数  $\eta = DE_0/\Delta E$  可以估算在一般原子核中, 即便是当前可以达到的最强激光场, 诱导出高阶非线性响应也并不容易. 这是因为原子核比原子在空间尺度上小 5 个数量级, 因此原子核的跃迁矩  $D$  要比原子的跃迁矩小 5 个数量级 (一般小 5—7 个数量级), 同时原子核的跃迁能级  $\Delta E$  比原子的跃迁能级大 5 个数量级. 因此即使是  $10^{23}$ — $10^{24}$  W/cm<sup>2</sup> 量级的激光场强 (对应  $E_0 = 10^3$ — $10^4$  a.u.), 对于原子核来说参数  $\eta \ll 1$ , 即光与原子核相互作用几乎均处于线性微扰区.

但是自然界中也存在特殊的原子核, 有助于尽可能提高  $\eta$  值. 与我们当前研究尤其相关的是钍-229 ( $^{229}\text{Th}$ ), 该原子核的第一激发态 (由于其寿命较长, 也是一个同核异能态<sup>[26]</sup>) 的能量仅比基态高约 8.4 eV (0.3 a.u.)<sup>[22,23]</sup>, 是所有已知原子核中能量最低的核态. 因为这个性质, 该原子核被提议用来搭建基于原子核跃迁的“原子核钟”<sup>[27]</sup>, 相关研究在近年来取得很大进展<sup>[28-33]</sup>. 钍-229 原子核提供了所有原子核中最小的  $\Delta E = 0.3$  a.u., 这对提高  $\eta$  值

有很大的帮助.

但是由于钍-229 原子核的跃迁矩  $D \sim 10^{-7}$  a.u.,  $\eta$  仍然很难接近 1. 即使在  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> 的场强下, 估算  $\eta \sim 10^{-4}$ . 这最后的差距将由一个关键的效应来填补, 即原子核超精细混合效应<sup>[34,35]</sup>.

超精细混合效应是指核外电子与原子核之间的超精细相互作用 (电磁相互作用) 导致的原子核态之间的混合. 以钍-229 为例来解释该效应, 如图 3 所示. 钍-229 原子核的最低两个核能级差为 8.4 eV, 核基态的自旋为 5/2, 激发态的自旋为 3/2. 激发态的寿命大约在 1000 s 量级. 如果该原子核处于类氢离子态 ( $^{229}\text{Th}^{89+}$ ), 即核外有一个 1s 电子, 该电子的角动量 1/2 会与原子核的角动量耦合, 导致超精细能级劈裂. 核激发态会劈裂成总角动量  $F = 1$  和  $F = 2$  两个能级; 核基态会劈裂成  $F = 2$  和  $F = 3$  两个能级. 除了能级劈裂之外, 上下两个  $F = 2$  的能级还会有态的混合, 此即超精细混合:

$$|F = 2; \text{up}\rangle = \sqrt{1 - b^2} |F = 2; I_{\text{is}}, J\rangle + b |F = 2; I_{\text{gs}}, J\rangle,$$

$$|F = 2; \text{down}\rangle = \sqrt{1 - b^2} |F = 2; I_{\text{gs}}, J\rangle - b |F = 2; I_{\text{is}}, J\rangle,$$

其中混合系数  $b \approx 0.03$ ,  $I_{\text{gs}} = 5/2$  是核基态的自旋,  $I_{\text{is}} = 3/2$  是核激发态的自旋,  $J = 1/2$  是处于 1s 态电子的角动量.

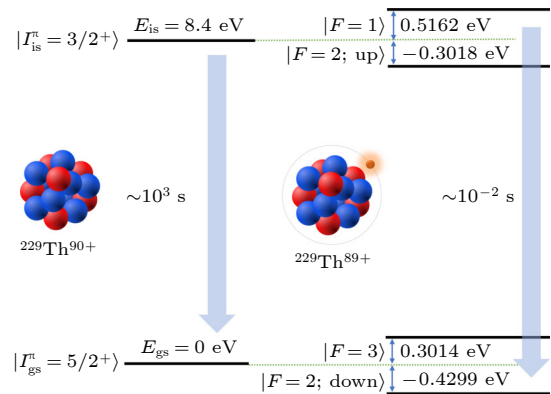


图 3 (a) 钍-229 裸核 ( $^{229}\text{Th}^{90+}$ ) 最低两个核能级相关参数; (b) 类氢离子 ( $^{229}\text{Th}^{89+}$ ) 的超精细劈裂与混合效应. 裸核的激发态寿命在  $10^3$  s 量级, 而类氢离子由于超精细混合效应, 激发态寿命大幅缩短为  $10^{-2}$  s 量级

Fig. 3. (a) The lowest two energy levels of the bare thorium-229 nucleus ( $^{229}\text{Th}^{90+}$ ); (b) hyperfine splitting and state mixing in the hydrogen-like ionic state ( $^{229}\text{Th}^{89+}$ ). Note that the lifetime of the nuclear excited state in the bare nucleus is on the order of  $10^3$  s, while the lifetime reduces dramatically to the order of  $10^{-2}$  s due to hyperfine mixing effect.

超精细混合效应对钍-229 原子核有非常大的影响: 原子核的 (两个劈裂后的) 激发态寿命大幅缩短 5 个数量级至 0.01 s 量级<sup>[24]</sup>. 这是因为超精细混合效应大大增强了原子核与真空光场之间耦合, 将原子核的跃迁矩从裸核的  $D$  变为  $D + b\mu_e$ <sup>[21]</sup>, 其中  $\mu_e$  是 1s 电子的磁偶极矩. 前面提到  $D \sim 10^{-7}$  a.u., 但是  $b\mu_e \sim 10^{-4}$  a.u., 即原子核的跃迁矩因为该效应被提升了约 3 个数量级, 这导致激发态寿命 5 个数量级的缩短.

同样, 如果用激光场激发  $^{229}\text{Th}^{89+}$ , 该效应也会将激光与钍-229 原子核的耦合强度提升同样幅度. 这直接增大了  $\eta$  参数. 将跃迁矩  $D$  提升 3 个数量级, 则  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> 的场强下,  $\eta \sim 0.1$ , 达到了诱发高阶非线性响应的条件. 我们将在第 4 节展示具体的计算结果.

超精细混合效应是一个普遍的效应, 因为原子核与电子之间总是存在电磁耦合 (但需要电子的总角动量与原子核的角动量之间满足一定的关系<sup>[24,34,35]</sup>). 比较明显的超精细混合效应, 即混合系数  $b$  相对较大的情况, 领域内研究最多的是钍-229 原子核, 因为核能级之间能量差越小, 则越容易被混合. 最近, 我们发现如果能找到一对合适的电子态, 其能级差与原子核能级差接近, 同时角动量也匹配, 那么在更大能级差的原子核中也可以存在比较明显的超精细混合效应<sup>[36]</sup>. 比如在类硼的铅-205 系统 ( $^{205}\text{Pb}^{77+}$ ) 中, 核第一激发态的能量比基态高 2329 eV, 之前并不预期该原子核会有明显的超精细混合效应. 但是该离子态有一对合适的电子态,  $2p_{1/2}$  和  $2p_{3/2}$ , 它们之间的能量差为 2356 eV, 与核能级差非常接近, 导致该系统出现明显的超精细混合效应. 裸核状态下, 铅-205 核激发态寿命为 15 min, 但是在该离子态下, 核激发态寿命缩短 4 个数量级至 32 ms<sup>[36]</sup>.

原子核处于离子中, 在一定程度上类似于原子处于光学谐振腔中, 如图 4 所示. 如果原子的两个能级差与谐振腔的一个光场模式非常接近, 原子态可以与光场态比较强地耦合, 形成缀饰态. 类似地, 原子核可以被认为处于核外电子的“谐振腔”中, 如果原子核的两个能级差与电子的两个能级差之间非常接近, 原子核态与电子态之间也可以比较强地耦合, 形成耦合态, 其性质与单纯的原子核态之间有非常大的不同. 在量子光学中, 可以通过调控谐振腔的模式来调控原子激发态的自发辐射寿命

(Purcell 效应<sup>[37]</sup>). 原子核激发态寿命被离子中电子态调控, 也是一种类似的效应.

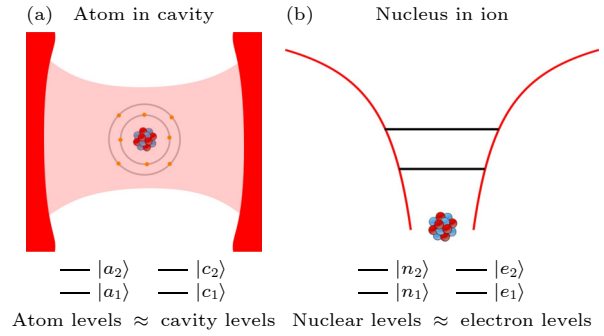


图 4 (a) 光学谐振腔中的原子, 其中原子态可以与谐振腔中的光场态之间耦合形成缀饰态; (b) 离子中的原子核, 其中原子核态可以与电子态之间耦合形成类似的耦合态  
Fig. 4. (a) Atom in a light cavity, where atomic states can couple with the light states, forming dressed states; (b) nucleus in an ion, where nuclear states can couple with the electronic states, forming coupled states.

## 4 强场原子核物理: 钍-229 对强激光场的高阶非线性响应

第 3 节估算, 基于钍-229 原子核极小的跃迁能量  $\Delta E$ , 以及超精细混合效应对于跃迁矩  $D$  的强力提升 ( $D \rightarrow D + b\mu_e$ ), 现有强激光已经可能在钍-229 原子核中诱导出高阶非线性响应. 具体的数值计算结果证实了这一点.

图 5(a) 所示为脉冲结束时刻钍-229 原子核的激发概率随着激光场强的依赖关系 (激光场波长为 800 nm). 在  $\text{Th}^{89+}$  系统中, 我们展示处于上两个能级 (即  $|F = 2; \text{up}\rangle$  与  $|F = 1\rangle$ ), 如图 3 所示) 的概率. 可以看到, 在相对较低 ( $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> 以下) 的激光场强下, 核激发概率线性依赖于激光场强: 激光场强一个数量级的提升导致激发概率一个数量级的提升. 从大约  $10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> 开始, 激发概率强烈上拐, 不再线性依赖于激光场强: 从  $10^{17}$ — $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>, 激光场强提升了 4 个数量级, 但是激发概率却从  $10^{-15}$  提升 14 个数量级到 10% 量级! 这种爆发式提升非常类似图 1(c) 中展示的原子激发, 都是诱导出高阶非线性响应所致.

但是对于钍-229 裸核 ( $\text{Th}^{90+}$ ), 类似的高阶非线性响应则未被诱导出, 直至  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> 的激光场强, 核激发概率仍然线性地依赖于激光场强. 裸核的高阶非线性响应需要更高的激光场强才能被诱导出 (未展示).

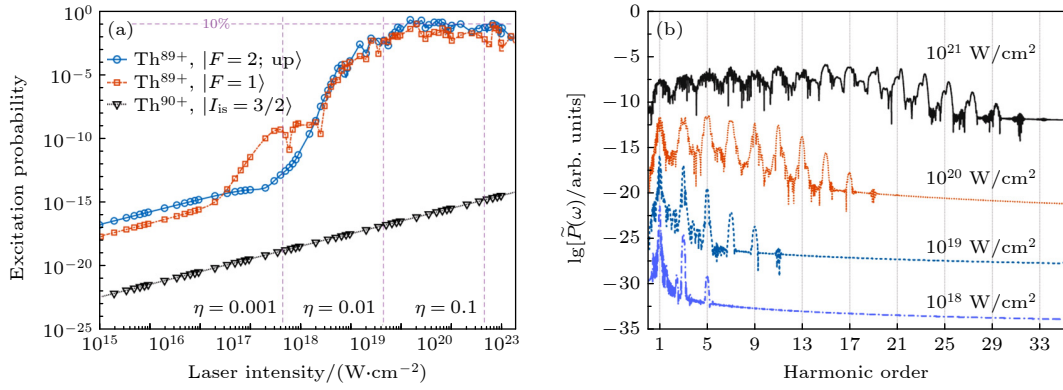


图 5 (a) 脉冲结束时刻钍-229 核激发概率 ( $\text{Th}^{89+}$  与  $\text{Th}^{90+}$  两种情况) 与激光场强的依赖关系, 该图源自文献 [21](已授权); (b) 4 个不同激光场强下的  $\text{Th}^{89+}$  高次谐波频谱, 该图源自文献 [21](已授权)

Fig. 5. (a) Nuclear isomeric excitation probability at the end of the laser pulse (for both  $\text{Th}^{89+}$  and  $\text{Th}^{90+}$ ) as a function of laser intensity, from Ref. [21] with permission; (b) harmonic spectra of  $\text{Th}^{89+}$  under four different laser intensities, from Ref. [21] with permission.

类似于原子, 诱发出高阶非线性响应的原子核也会向外辐射高次谐波. 图 5(b) 展示了在 4 个不同激光场强驱动下  $\text{Th}^{89+}$  系统的高次谐波谱. 在  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> 场强下, 可以产生 3 次和 5 次谐波. 随着激光场强的提升, 更高阶的谐波开始出现,  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> 场强下, 可以产生最高 11 次谐波;  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> 场强下, 可以产生最高 19 次谐波;  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> 场强下, 可以达到最高 31 次谐波. 这些高次谐波也有类似于原子高次谐波的平台结构, 即多阶谐波有差不多的强度, 这种平台结构对于产生阿秒脉冲至关重要. 与原子产生的高次谐波不同的地方包括: 1) 该高次谐波基于原子核能级跃迁而非电子态跃迁; 2) 该高次谐波基于束缚态能级跃迁, 而原子高次谐波主要来自电子连续态的贡献; 3) 该高次谐波的源是强激光在  $\text{Th}^{89+}$  系统中诱导出的随时间变化的磁偶极矩, 而原子高次谐波的源是强激光诱导出的随时间变化的电偶极矩. 与原子分子的高次谐波谱学类似, 该高次谐波谱中也隐藏着原子核的信息, 仔细分析谐波谱比较精细的结构可以解构出包括原子核跃迁矩这样的原子核信息.

## 5 总结和展望

强激光场与物质相互作用最有趣和最有趣的特征是诱导出物质的高阶非线性响应. 在原子中诱导出高阶非线性响应需要激光场强度接近 1 个原子单位 ( $3.5 \times 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>), 相应的物理过程, 包括多光子电离、阈上电离、非次序双(多)电离、高次谐波辐射、阿秒脉冲产生是强场原子物理这门学科

的主要研究内容.

随着强激光技术的快速进步, 当前的激光场强已远超原子单位, 达  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> 量级. 本文试图回答的问题是: 这样强的激光场能否在更微观的尺度——原子核中——诱导出高阶非线性响应, 将强场原子物理推进至“强场原子核物理”? 我们最近的研究发现当前的激光场至少可以在一个特殊的原子核, 即钍-229 原子核中诱导出高阶非线性响应 [21]. 这得益于钍-229 原子核存在一个能量极低的核激发态以及超精细混合效应对于光核耦合强度的大幅提升.

高阶非线性的光核相互作用是光与物质相互作用研究一个从未被踏足的新前沿. 这种相互作用的潜在应用包括: 1) 原子核的高效激发和调控. 本文展示了单脉冲单原子核 10% 量级的激发概率, 但仍然有进一步优化激光参数 (波长、脉宽、强度等) 提升激发概率的空间. 这样高的核激发概率也使得将单量子系统相干调控 [38,39] 推进到原子核领域成为可能. 2) 强激光驱动的原子核高次谐波辐射提供了一种新的基于原子核跃迁的相干光产生方案. 这不同于领域内一直寻求的基于核能级布居反转、类似传统激光的受激辐射方案 [40]. 3) 基于原子核的高次谐波谱学有可能成为解构原子核信息的一种新谱学方案.

近期正在进行的工作包括寻找除了钍-229 之外更多的可以在现有激光场强下产生高阶非线性响应的原子核, 以及具有较强超精细混合效应的原子核离子态. 另外, 除了本文考虑的红外强激光, X 射线自由电子激光也已达达到很高的场强 [41,42], 有可能

在原子核中诱发出高阶非线性响应.

感谢中国工程物理研究院研究生院张涵煦和李韬两位博士的讨论和对部分图片的绘制.

## 参考文献

- [1] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [2] Voronov G S, Delone N B 1965 *JETP Lett.* **1** 66
- [3] Agostini P, Fabre F, Mainfray G, Petite G, Rahman N K 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 1127
- [4] Fittinghoff D N, Bolton P R, Chang B, Kulander K C 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2642
- [5] Walker B, Sheehy B, DiMauro L F, Agostini P, Schafer K J, Kulander K C 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1227
- [6] Larochelle S, Talebpour A, Chin S L 1998 *J. Phys. B* **31** 1201
- [7] Ferray M, L'Huillier A, Li X F, Lompre L A, Mainfray G, Manus C 1988 *J. Phys. B* **21** L31
- [8] Paul P M, Toma E S, Breger P, Mullot G, Auge F, Balcou Ph, Muller H G, Agostini P 2001 *Science* **292** 1689
- [9] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann Ch, Reider G A, Milosevic N, Brabec T, Corkum P, Heinzmann U, Drescher M, Krausz F 2001 *Nature* **414** 509
- [10] Yoon J W, Kim Y G, Choi I W, Sung J H, Lee H W, Lee S K, Nam C H 2021 *Optica* **8** 630
- [11] Wang X L, Liu X Y, Lu X M, Chen J C, Long Y B, Li W K, Chen H D, Chen X, Bai P L, Li Y Y, Peng Y J, Liu Y Q, Wu F X, Wang C, Li Z Y, Xu Y, Liang X Y, Leng Y X, Li R X 2022 *Ultrafast Sci.* **2022** 9894358
- [12] Qi J T, Li T, Xu R H, Fu L B, Wang X 2019 *Phys. Rev. C* **99** 044610
- [13] Pálffy A, Popruzhenko S V 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 212505
- [14] Qi J T, Fu L B, Wang X 2020 *Phys. Rev. C* **102** 064629
- [15] Wang X 2020 *Phys. Rev. C* **102** 011601(R)
- [16] Liu S W, Duan H, Ye D F, Liu J 2021 *Phys. Rev. C* **104** 044614
- [17] Lindsey M L, Bekx J J, Schlesinger K G, Glenzer S H 2024 *Phys. Rev. C* **109** 044605
- [18] Lan H Y, Wu D, Liu J X, Zhang J Y, Lu H G, Lv J F, Wu X Z, Luo W, Yan X Q 2023 *Nucl. Sci. Tech.* **34** 74
- [19] Feng J, Wang W Z, Fu C B, Chen L M, Tan J H, Li Y J, Wang J G, Li Y F, Zhang G Q, Ma Y G, Zhang J 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 052501
- [20] Qi J T, Zhang H X, Wang X 2023 *Phys. Rev. Lett.* **130** 112501
- [21] Zhang H X, Li T, Wang X 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 152503
- [22] Kroger L, Reich C 1976 *Nucl. Phys. A* **259** 29
- [23] Seiferle B, von der Wense L, Bilous P V, Amersdorffer I, Lemell C, Libisch F, Stellmer S, Schumm T, Düllmann C E, Pálffy A, Thierolf P G 2019 *Nature* **573** 243
- [24] Shabaev V M, Glazov D A, Ryzhkov A M, Brandau C, Plunien G, Quint W, Volchkova A M, Zinenko D V 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 043001
- [25] Lewenstein M, Balcou Ph, Ivanov M Yu, L'Huillier A, Corkum P B 1994 *Phys. Rev. A* **49** 2117
- [26] Walker P, Podolyák Z 2021 *Phys. World* **34** 29
- [27] Peik E, Tamm C 2003 *Europhys. Lett.* **61** 181
- [28] Thielking J, Okhapkin M V, Glowacki P, Meier D M, von der Wense L, Seiferle B, Düllmann C E, Thierolf P G, Peik E 2018 *Nature* **556** 321
- [29] Masuda T, Yoshimi A, Fujieda A, Fujimoto H, Haba H, Hara H, Hiraki T, Kaino H, Kasamatsu Y, Kitao S, Konashi K, Miyamoto Y, Okai K, Okubo S, Sasao N, Seto M, Schumm T, Shigekawa Y, Suzuki K, Stellmer S, Tamasaku K, Uetake S, atanabe M, Watanabe T, Yasuda Y, Yamaguchi A, Yoda Y, Yokokita T, Yoshimura M, Yoshimura K 2019 *Nature* **573** 238
- [30] Kraemer S, Moens J, Athanasakis-Kaklamanakis M, Bara S, Beeks K, Chhetri P, Chrysalidis K, Claessens A, Cocolios T E, Correia João G M, Witte H D, Ferrer R, Geldhof S, Heinke R, Hosseini N, Huyse M, Köster U, Kudryavtsev Y, Laatiaoui M, Lica R, Magchiels G, Manea V, Merckling C, Pereira Lino M C, Raeder S, Schumm T, Sels S, Thierolf Peter G, Tunhuma S M, Van Den Bergh P, Van Duppen P, Vantomme A, Verlinde M, Villareal R, Wahl U 2023 *Nature* **617** 706
- [31] Tiedau J, Okhapkin M V, Zhang K, Thielking J, Zitzer G, Peik E, Schaden F, Pronebner T, Morawetz I, De Col L Toscani, Schneider F, Leitner A, Pressler M, Kazakov G A, Beeks K, Sikorsky T, Schumm T 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 182501
- [32] Elwell R, Schneider C, Jeet J, Terhune J, Morgan H, Alexandrova A N, Tran Tan H B, Derevianko A, Hudson E R 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 013201
- [33] Zhang C, Ooi T, Higgins J S, Doyle J F, von der Wense L, Beeks K, Leitner A, Kazakov G A, Li P, Thierolf P G, Schumm T, Ye J 2024 *Nature* **633** 63
- [34] Lyuboshitz V L, Onishchuk V A, Podgoretskij M I 1966 *Sov. J. Nucl. Phys.* **3** 420
- [35] Szerypo J, Barden R, Kalinowski L, Kirchner R, Klepper O, Płochocki A, Roeckl E, Rykaczewski K, Schardt D, Żylicz J 1990 *Nucl. Phys. A* **507** 357
- [36] Wang W, Wang X 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 032501
- [37] Purcell E M 1946 *Phys. Rev.* **69** 681
- [38] Haroche S 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 1083
- [39] Wineland D J, 2013 *Rev. Mod. Phys.* **85** 1103
- [40] Baldwin G C, Solem J C 1997 *Rev. Mod. Phys.* **69** 1085
- [41] Izquierdo M 2022 *Technical Design Report: Scientific Instrument Soft X-Ray Port (SXP): Part A-Science Cases* (Schenefeld, European X-Ray Free-Electron Laser Facility GmbH) Report Number: XFEL. EU TR-2022-001A
- [42] Liu T, Huang N S, Yang H X, Qi Z, Zhang K Q, Gao Z F, Chen S, Feng C, Zhang W, Luo H, Fu X X, Liu H, Faatz B, Deng H X, Liu B, Wang D, Zhao Z T 2023 *Front. Phys.* **11** 1172368

SPECIAL TOPIC—Dynamics of atoms and molecules at extremes

# From “strong-field atomic physics” to “strong-field nuclear physics”\*

Wang Xu <sup>1)2)†</sup>

1) (*Graduate School, China Academy of Engineering Physics, Beijing 100193, China*)

2) (*Southern Center for Nuclear-Science Theory, Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Huizhou 516000, China*)

( Received 18 October 2024; revised manuscript received 11 November 2024 )

## Abstract

In the mid-1980s, chirped pulse amplification (Nobel Prize in Physics 2018) broke through previous limits to laser intensity, allowing intensities to exceed the atomic unit threshold (1 atomic unit of laser intensity corresponds to a power density of  $3.5 \times 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>). These strong laser fields can cause high-order nonlinear responses in atoms and molecules, resulting in a series of novel phenomena, among which high-order harmonic generation and attosecond pulse generation (Nobel Prize in Physics 2023) are particularly important. With the development of high-power laser technology, laser intensity has now reached the order of  $10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> and is constantly increasing. Now, a fundamental question has been raised: can such a powerful laser field induce similar high-order nonlinear responses in atomic nuclei, potentially transitioning “strong-field atomic physics” into “strong-field nuclear physics”?

To explore this, we investigate a dimensionless parameter that estimates the strength of light-matter interaction:  $\eta = DE_0/\Delta E$ , where  $D$  is the transition moment (between two representative levels of the system),  $E_0$  is the laser field amplitude,  $DE_0$  quantifies the laser-matter interaction energy, and  $\Delta E$  is the transition energy. If  $\eta \ll 1$ , the interaction is within the linear, perturbative regime. However, when  $\eta \sim 1$ , highly nonlinear responses are anticipated. For laser-atom interactions,  $D \sim 1$  a.u. and  $\Delta E = 1$  a.u., so if  $E_0 \sim 1$  a.u., then  $\eta \sim 1$  and highly nonlinear responses are initiated, leading to the above-mentioned strong-field phenomena.

In the case of light-nucleus interaction, it is typical that  $\eta \ll 1$ . When considering nuclei instead of atoms,  $D$  becomes several ( $\sim 5$  to  $7$ ) orders of magnitude smaller, while  $\Delta E$  becomes several ( $\sim 5$ ) orders of magnitude larger. Consequently, the laser field amplitude  $E_0$  will need to be 10 orders of magnitude higher, or the laser intensity needs to be 20 orders of magnitude higher ( $\sim 10^{36}$  W/cm<sup>2</sup>), which is beyond existing technological limit and even exceeds the Schwinger limit, where vacuum breakdown occurs.

However, there exist special nuclei with exceptional properties. For instance, the <sup>229</sup>Th nucleus has a uniquely low-lying excited state with an energy value of only 8.4 eV, or 0.3 a.u. This unusually low transition energy significantly increases  $\eta$ . This transition has also been proposed for building nuclear clocks, which have potential advantages over existing atomic clocks.

Another key factor is nuclear hyperfine mixing (NHM). An electron, particularly the one in an inner orbital, can generate a strong electromagnetic field at the position of the nucleus, leading to the mixing of nuclear eigenstates. For <sup>229</sup>Th, this NHM effect is especially pronounced: the lifetime of the 8.4-eV nuclear isomeric state in a bare <sup>229</sup>Th nucleus (<sup>229</sup>Th<sup>90+</sup>) is on the order of  $10^3$  s, while in the hydrogenlike ionic state (<sup>229</sup>Th<sup>89+</sup>) it decreases by five orders of magnitude to  $10^{-2}$  s. This 1s electron greatly affects the properties of the <sup>229</sup>Th nucleus, effectively changing the nuclear transition moment from  $D$  for the bare nucleus to  $D' = D + b\mu_e$

\* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12474484, U2330401, 12088101).

† E-mail: [xwang@giscaep.ac.cn](mailto:xwang@giscaep.ac.cn)



for the hydrogenlike ion, where  $D \sim 10^{-7}$  a.u.,  $b \approx 0.03$  is the mixing coefficient,  $\mu_e$  is the magnetic moment of the electron, and  $D' \approx b\mu_e \sim 10^{-4}$  a.u. That is to say, the existence of the 1s electron increases the light-nucleus coupling matrix element by approximately three orders of magnitude, leading to the five-orders-of-magnitude reduction in the isomeric lifetime.

With the minimized transition energy  $\Delta E$  and the NHM-enhanced transition moment  $D'$ , it is found that  $\eta \sim 1$  for currently achievable laser intensities. Highly nonlinear responses are expected in the  $^{229}\text{Th}$  nucleus. This is confirmed by our numerical results. Highly efficient nuclear isomeric excitation can be achieved: an excitation probability of over 10% is achieved per nucleus per femtosecond laser pulse at a laser intensity of  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>. Correspondingly, the intense laser-driven  $^{229}\text{Th}^{89+}$  system emits secondary light in the form of high harmonics, which share similarities with those from laser-driven atoms but also have different features.

In conclusion, it appears feasible to extend “strong-field atomic physics” to “strong-field nuclear physics”, at least in the case of  $^{229}\text{Th}$ . “Strong-field nuclear physics” is emerging as a new frontier in light-matter interaction and nuclear physics, providing opportunities for precisely exciting and controlling atomic nuclei with intense lasers and new avenues for coherent light emission based on nuclear transitions.

**Keywords:** strong-field atomic physics, laser-nuclear physics, highly nonlinear responses, high harmonic generation

**PACS:** 42.50.Hz, 32.80.Wr, 42.65.Ky, 23.20.-g

**DOI:** [10.7498/aps.73.20241456](https://doi.org/10.7498/aps.73.20241456)

**CSTR:** [32037.14.aps.73.20241456](https://cstr.net/urn:csdn:CSTR:32037.14.aps.73.20241456)



## 从“强场原子物理”到“强场原子核物理”

王旭

## From “strong-field atomic physics” to “strong-field nuclear physics”

Wang Xu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 244202 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20241456

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241456>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

强场X射线激光物理

High field X-ray laser physics

物理学报. 2021, 70(8): 084101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210096>

强场原子电离响应时间的研究进展

Advances in response time of strong-field ionization of atoms

物理学报. 2023, 72(19): 193301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230983>

强激光场对原子核  $\alpha$  衰变的影响

Influence of strong laser field on nuclear  $\alpha$  decay

物理学报. 2024, 73(6): 062101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231627>

原子错位堆栈增强双层MoS<sub>2</sub>高次谐波产率

Enhancing high harmonic generation in bilayer MoS<sub>2</sub> by interlayer atomic dislocation

物理学报. 2021, 70(13): 134207 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210731>

杨振宁先生和冷原子物理

Impact of Chen-Ning Yang's theoretical work on ultracold atomic physics

物理学报. 2022, 71(18): 186701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221322>

费曼路径积分强场动力学计算方法

Feynman path-integral strong-field dynamics calculation method

物理学报. 2023, 72(19): 198701 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230451>