

非线性光学研究进展浅谈

袁春华 (华东师范大学物理与电子科学学院 上海 200241)

摘 要 文章首先概述了非线性光学的定义、发展及其与线性光学的区别,并通过典型的二阶非线性过程介绍了介质如何对光产生非线性响应,产生新的谐波频率。然后进一步描述了基于量子相干和量子干涉机制共振增强的非线性极化率,此技术能显著改变光的群速度,实现慢光甚至“光停止”现象(光量子存储)。非线性光学与量子相干和量子干涉的结合在理论和实验研究方面均取得了显著进展,这一领域的持续发展有望为未来光与物质相互作用的精确控制、量子信息处理以及光学技术的进步提供新思路与解决方案。

关键词 非线性光学 电极化率 电磁感应透明 量子存储

文章编号 1002-0748(2024)6-0002

中图分类号 G633·7

文献标识码 A

1 非线性光学概述

非线性光学是光学学科中的一个重要分支,主要研究强光(如激光)与物质相互作用时产生的各种新的非线性光学现象和效应^[1]。当强光在介质中传播时,会改变介质的光学性质,如折射率和吸收系数,导致光在介质中的传播行为不再遵循线性光学的规律,这种现象被称为非线性光学效应。该分支学科不仅深入探究这些效应的产生机制和过程规律,还关注其在科技领域中的应用。

非线性光学的诞生与 20 世纪 60 年代激光器的发明密切相关。在此之前,光学研究主要关注弱光束在介质中的传播,介质的折射率和极化率被视为与光强无关的常量,光学现象可以通过线性理论来描述。然而,激光器的出现使得人们能够得到高强度的激光光束,从而开启了光与物质相互作用研究的新篇章。在高强度激光的作用下,介质的光学性质发生显著变化,产生了一系列新的、无法用传统线性光学理论解释的光学现象和效应,进而促进了非线性光学这一新兴学科分支的蓬勃发展。

非线性光学的发展大体可划分为三个阶段:20 世纪 60 年代初为第一阶段,这一阶段大量非线性光学效应被发现,如光学谐波、光学和频与差频、光学参量振荡与放大、多光子吸收、光学自聚焦以及受激光散射等;第二阶段为 20 世纪 60 年代后期,这一阶段一方面还在继续发现一些新的非线性光学效应,另一方面则主要致力于对已发现的效应进行更深入

的了解,以及发展非线性光学器件;第三阶段是 20 世纪 70 年代至今,这一阶段非线性光学日趋成熟,已有的研究成果被应用到各个技术领域,并渗透到凝聚态物理、无线电物理、声学、有机化学及生物物理学等多个学科领域中^[2]。值得一提的是,这一阶段也见证了量子相干性与量子干涉在增强非线性光学方面的重要作用,随着光子间相互作用强度的增加,量子光子-光子非线性光学现象开始显现,为非线性光学学科带来了新的研究方向和应用前景^[3]。

非线性光学(以激光为光源)与线性光学(以普通光为光源)有本质的区别,两种情况下,光与物质或光波之间的相互作用表现出不同的特性,主要区别见表 1^[4]。

表 1 非线性光学与线性光学的主要区别

线性光学	非线性光学
光在介质中传播,通过干涉、衍射、折射可以改变光的空间能量分布和传播方向,但与介质不发生能量交换,不改变光的频率	一定频率的入射光,可以通过与介质的相互作用而转换成其他频率的光(倍频等),还可以产生一系列在光谱上周期分布的不同频率和光强的光(受激拉曼散射等)
多束光在介质中交叉传播,不发生能量的相互交换,不改变各自的频率	多束光在介质中交叉传播,可能发生能量的相互转移,改变各自的频率或产生新的频率(三波或四波混频)
光与介质相互作用,不改变介质的物理参量,这些物理参量只是光强的函数,与光场强度变化无关	光与介质相互作用,介质的物理量如极化率、吸收系数、折射率等是光场强度的函数(非线性吸收和色散、光克尔效应、自聚焦)

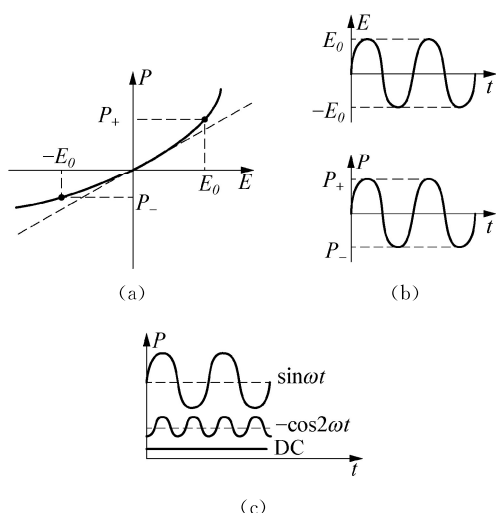
续 表

线性光学	非线性光学
光束通过光学系统, 入射光强与透射光强之间一般成线性关系	光束通过光学系统, 入射光强与透射光强之间成非线性关系, 从而实现光开关(光限制、光学双稳、各种干涉仪开关)
多束光在介质中交叉传播, 各光束的相位信息彼此不能相互传递	光束之间可以相互传递相位信息, 而且两束光的相位可以互相共轭(光学相位共轭)

2 非线性光学产生过程描述

在线性光学的范畴内, 人们采用电极化强度 $P(t)$ 来解释所观察到的介质中的吸收、折射及色散等现象。当一个光电场 E 入射到介质体系中时, 由于介质体系是由大量的多种荷电粒子如电子、原子实及离子等构成, 它们在外光电场的作用下会发生位移, 从而在介质中产生感应的电极化强度。在线性电介质材料中, 感应极化强度 P 正比于该点电场 E 的大小, 两者满足关系 $P = \epsilon_0 \chi E$, 其中 ϵ_0 是真空介电常数, χ 为电极化率。然而, 强光电场作用下这种线性关系不再成立, P 随电场 E 非线性变化, 如图 1(a) 所示。电极化强度 P 为外加电场 E 的函数, 且随着电场 E 幂次方的增加而增大, 可表示为^[5]

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E + \epsilon_0 \chi^{(2)} E^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} E^3 + \dots \quad (1)$$



(a) 在非线性介质中, 感应极化强度随着光波电场的变化关系; (b) 正弦光波振荡范围为 $\pm E_0$, 对应的极化强度振荡范围为 P_+ 到 P_- ; (c) 极化强度振荡可分解为角频率 ω 和 2ω (二次谐波) 的正弦振荡及一束弱直流分量^[6]

图 1

式中, $\chi^{(1)}$ 、 $\chi^{(2)}$ 和 $\chi^{(3)}$ 分别表示线性电极化率、二阶电极化率和三阶电极化率。电极化率随着更高阶数的

增大而迅速减小。式中的二阶和三阶项等表示非线性效应。非线性效应主要的现象之一是二次谐波, 下面以此为例描述非线性效应产生的过程。

考虑一束单色光, 其角频率为 ω , 透射通过电解质晶体。电介质内每一点都被该点处的光波电场 E 极化, 并且极化振荡频率与光波频率同步。众所周知, 振荡电偶极矩是一种电磁波发射源(类似于天线)。介质中电偶极子的次级电磁波相互干涉, 形成了透射出介质的实际光波(惠更斯次波理论)。如图 1(b) 所示, 假设光波电场函数为 $E = E_0 \sin(\omega t)$, 光波电场正弦振荡幅度为 $\pm E_0$, 则在线性区域中, 即小电场作用下, 极化强度 P 也是振荡频率为 ω 的正弦波。

若光场强度足够大, 就需要考虑①式中的非线性效应, 振荡极化强度就会不对称, 范围在 P_+ 到 P_- 之间, 如图 1(b) 所示。把电场函数代入①式, 并忽略三阶及以上的项, 极化强度 P 大小为

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \sin(\omega t) - \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2 \cos(2\omega t) + \frac{1}{2} \epsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2 \quad (2)$$

式中: 第一项为基本项, 第二项为二次谐波项, 而第三项为直流分量(介质中的永久极化强度), 如图 1(c) 所示。晶体内局部电偶极矩的二次谐振 (2ω) 产生次级二次谐振光波 (2ω), 电偶极矩振荡发射频率为 ω 和 2ω 的两种光束^[6], 即除了基频 ω 之外, 新产生了二次谐波频率为 2ω 的光束。

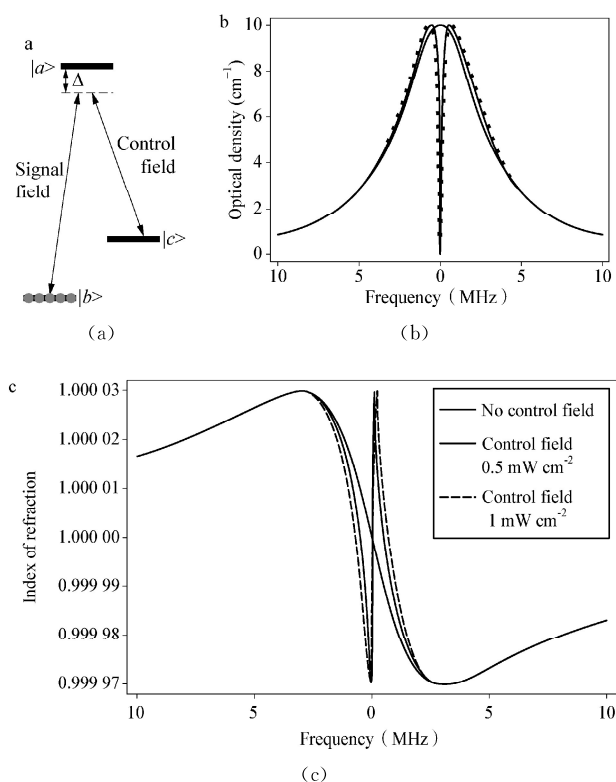
在具有中心对称性的介质中, 偶阶极化率消失, 因此不存在二阶非线性极化现象, 而最低阶的非线性极化则为三阶。由三阶非线性光学效应所引发的光学现象丰富多样, 其中包括光学克尔效应、光致折射率效应、高斯光束的自聚焦现象、光学双稳态现象、四波混频、相位共轭以及光孤子等。这些现象不仅揭示了光与物质相互作用的深层次机制, 同时也为非线性光学领域的研究和应用提供了广阔的探索空间。

3 高效非线性相互作用过程

过去 30 多年来, 非线性光学领域取得了显著进展, 非线性相互作用越来越强, 非线性效应越来越容易实现。尤其是其中基于量子相干与量子干涉机制获得共振增强的非线性极化率, 能够在弱光甚至几个光子的能量水平都能获得明显的非线性效应。

本节主要介绍如何通过量子相干与量子干涉机制获得共振增强的非线性极化率。首先, 要介绍的是电磁感应透明——一种在光与物质相互作用过程

中产生的非线性效应^[7]。如图 2(a)所示,它描述的是当用两束光与原子介质(如大量原子组成的气体)耦合时,光子在两个不同的跃迁路径之间产生破坏性干涉,使得原本被介质强烈吸收的信号光(Signal field)在加入另一束能被介质吸收的控制光(Control field)后,介质对信号光的吸收发生改变,透射率增加甚至完全透明,即信号光可以透过该介质而不产生吸收和反射的现象[见图 2(b)]。电磁感应透明技术起源于跃迁通道之间的干涉作用,当信号光与控制光满足双光子共振时,由于两条通道的跃迁几率反号而产生干涉相消。这种现象改变了光的色散特性[见图 2(c)],在接近共振频率时,色散随频率快速变化。



(a)原子能级结构。两个场都是相同的失谐频率 Δ ,从而满足双光子共振条件。图(b)和(c)分别显示了有和无电磁感应透明的原子集合在共振频率附近的光密度和折射率的行为^[7]

图 2 电磁感应透明

接下来,具体介绍基于电磁感应透明可产生高效非线性相互作用过程——巨克尔效应。克尔效应是一种三阶非线性光学过程,其中光的折射率与光强成正比。在通常的材料中,克尔效应很微弱,需要很高的光强才能观察到。但是,在 1996 年, Schmidt 和 Imamoglu 引入了一个四能级的 N 型原子系统,其中通过引入一个额外的非共振能级来作用理想的电磁感

应透明状态,从而可以实现克尔非线性的巨大增强,即使在相对较弱的光强下也能观察到^[8]。这种巨克尔效应在量子信息中非常有用。Chuang 和 Yamamoto 提出^[9],如果能产生足够大的非线性,则可以利用两个光场之间的交叉克尔效应(或交叉相位调制)来实现所谓的“双轨”量子比特逻辑门。因此电磁感应透明具有许多潜在的应用,除了实现高效非线性相互作用过程,还可以实现光速减慢以及信息存储等。

4 从慢光到光量子存储

4.1 光速减慢

慢光是指光脉冲或经过调制的光载波以非常低的群速度在介质中传播的现象^[10]。当传播中的脉冲与传播介质发生相互作用而大幅减慢时,就会出现慢光。早在 1880 年,人们就知道低于真空中光速 c 的群速度是可能的。光的群速度传播公式为^[11]

$$\frac{1}{v_g} = \frac{\partial k}{\partial \omega} = k_0 \frac{\partial n_g}{\partial \omega}, \quad n_g = n(\omega) + \omega \frac{\partial n(\omega)}{\partial \omega}$$

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2}\chi(\omega) \quad (3)$$

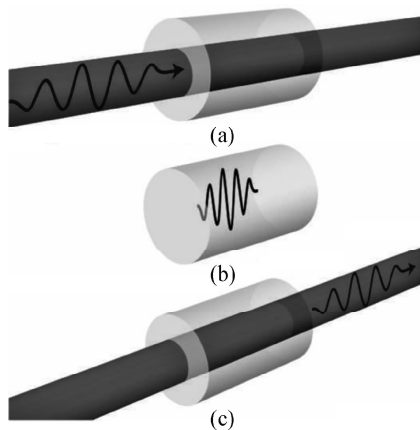
实现群速度大幅减慢的困难在于需要非常高的群折射率。幸运的是,自 1991 年 Harris 及其合作者证明了原子中存在电磁感应透明现象之后,利用该效应实现群速度的大幅减慢才成为可能。

由于电磁感应透明,在接近共振频率时,极化率的虚部消失,而折射率随频率快速变化产生很大的群折射率 n_g [见图 2(c)中的实线],由此实现极慢的群速度。1995 年, Harris 及其同事在铅蒸气中进行的首批实验中,观察到了 $c/v_g \approx 165$ 的群速度^[12]。随后,国际上多个研究小组投身于慢光的研究。其中,1999 年 Hau 及其合作者的成果尤为引人注目,他们成功观察到在 Na 原子的玻色凝聚体中,光的群速度显著降低到了 17 m/s,对应于脉冲速度降低了七个数量级^[13]。电磁感应透明引起的光速减慢现象引起了研究人员的广泛关注。同年, Kash 等人^[14]和 Budker 等人^[15]分别在热 Rb 原子的缓冲气体池中获得了类似的小值。2001 年, Turukhin 等人在固体中也观察到了群速度的显著减慢^[16]。2004 年,加州大学伯克利分校的研究人员首次在半导体中实现了慢光,其群速度为 9.6 km/s^[17]。2006 年,本文作者也提出电压诱导透明的概念,并在半导体双量子点系统中由理论计算得到可以通过电压调控实现慢光现象^[18]。

4.2 “光停止”和光量子存储

利用静态电磁感应透明不可能使光脉冲完全停

止,哈佛大学 Fleischhauer 和 Lukin 指出,必须随时间改变群速度才能实现这一目标^[19]。注意,“光停止”这一表述不应从字面上理解。在无损耗、被动介质中光传播速度的降低总是伴随着其能量向介质的暂时转移。在相对于静止介质的速度为零的极限情况下,根本不会留下任何电磁激发。尽管如此,在光群速度消失的情况下,这一概念与超慢脉冲传播中的群速度概念具有同样的合理性,因为在超慢脉冲传播中,同样只有原始激发的一小部分以光子的形式存在^[11]。



(a)当控制场开启时,信号脉冲在电磁感应透明条件下进入存储单元。(b)空间压缩的脉冲在存储单元内传播时,控制场关闭,允许脉冲携带的量子信息以基态的集体激发形式存储。(c)当需要提取脉冲时,控制场再次开启,信号脉冲离开存储单元^[20]

图 3 通过电磁感应透明实现存储光的示意图

如果群速度在时间上绝热地降低到零,这可以通过降低驱动场的拉比(Rabi)频率来实现^[20]。在这种情况下,光脉冲的特性从电磁场转变为纯自旋激发,如图 3 所示。最重要的是,在绝热转换过程中,原始光脉冲的所有属性都会相干地转移到原子自旋系统中,并确定耦合场的整体相位。此外,如果耦合场以及群速度已经非常小,那么即使是瞬间关闭也只会导致极化子中非常小的电磁成分损失^[11]。另一方面,通过增强耦合场的强度来逆转的绝热旋转,会使得纯自旋激发转变为光脉冲输出[见图 3 (c)]。通过这种方式,原始脉冲中包含的所有激发和信息可以可逆地转移并存储在长寿命的自旋相干中。值得注意的是,自旋激发通常并不存储光子能量,因为大部分能量会通过受激斯托克斯发射转移到耦合场中。光脉冲存储和提取的经典方面已经由 Liu 等人在热 Rb 蒸气^[21]以及 Turukhin 等人在固体^[16]中进行了实验证明,非经典的压缩态存储也在实验中进行了证明^[22-23]。除了通过电磁感应透明方法实现光量子存储,还有使用非线性的拉曼过

程^[24-25]、梯度回波法^[26]等。

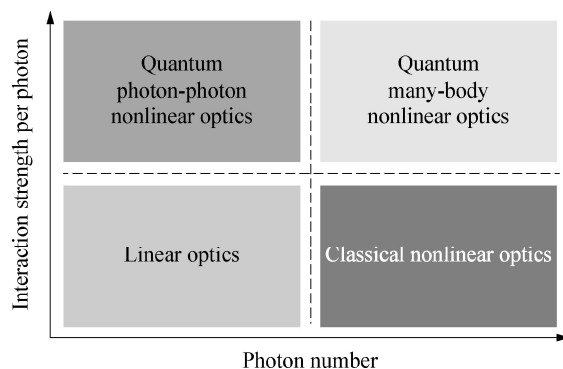


图 4 非线性光学现象的不同机制可以通过每个光子的相互作用强度和所涉及的光子数量来进行表征^[3]

5 展 望

在传统的光学介质中,每个光子的相互作用强度较弱,这对应于低光子数下的线性光学(见图 4 中左下方浅灰色框)。在较高的光子数下,进入经典非线性光学的范畴(右下方深灰色框)。当每个光子的相互作用强度变大时,量子相干性和量子干涉增强了非线性光学,就会出现量子光子-光子非线性光学现象(左上方灰色框)。这些过程提高了非线性器件的性能,比如可以实现快速节能的光学晶体管,避免欧姆加热;单光子激发的非线性开关可以实现光学的量子信息处理和通信。当许多光子同时相互作用以产生强相关的多体行为时,就会出现一个新的范畴(右上方浅灰色框)——量子多体非线性光学^[3]。量子非线性光学领域的快速发展得益于新的物理系统,这些系统实现了原子与光子之间的强相互作用。未来无疑将会在强相互作用光子的基础科学方面取得令人兴奋的进展,并使这些技术走向实际应用。

参考文献

- [1] 钱士雄,王恭明. 非线性光学:原理与进展[M]. 上海:复旦大学出版社,2001.
- [2] 石顺祥. 非线性光学[M]. 西安:电子科技大学出版社,2003.
- [3] Chang D E, Vuletić V, and Lukin M D. Quantum Nonlinear Optics — Photon by Photon [J]. Nature Photonics, 2014(8):685.
- [4] 李淳飞. 非线性光学(第 2 版)[M]. 北京:电子工业出版社,2009.
- [5] Boyd R W. Nonlinear Optics [M], Third Edition, Sea Harbor Drive: Academic Press, 2008.
- [6] Kasap S O. Optoelectronics and Photonics: Principles and Practices [M]. New York: Pearson, 2012.
- [7] Boller K J, Imamoglu A, Harris S E. Observation of electromagnetically induced transparency [J]. Physical Review

- Letters, 1991, 66(20):2593 - 2596.
- [8] Schmidt H and Imamoğlu A. Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency [J]. Optics Letters, 1996, 21(23):1936 - 1938.
- [9] Chuang I L and Yamamoto Y. Simple quantum computer [J]. Physical Review A, 1995, 52(5):3489.
- [10] Khurgin J B. Slow light in various media: a tutorial [J]. Advances in Optics and Photonics, 2010, 2(3):287.
- [11] Fleischhauer M, Imamolu A and Marangos J P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media [J]. Reviews of Modern Physics, 2005, 77:633 - 673.
- [12] Kasapi A, Jain M, Yin G Y, et al. Electromagnetically Induced Transparency: Propagation Dynamics [J]. Physical Review Letters, 1995, 74(13):2447 - 2450.
- [13] Hau L, Harris S, Dutton Z, et al. Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas [J]. Nature, 1999, 397:594 - 598.
- [14] Kash M M, Sautenkov V A, Zibrov A A, et al. Ultraslow Group Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas [J]. Physical Review Letters, 1999, 82(26):5229.
- [15] Budker D, Kimball D F, Rochester S M, et al. Nonlinear Magneto-optics and Reduced Group Velocity of Light in Atomic Vapor with Slow Ground State Relaxation [J]. Physical Review Letters, 1999, 83(9):1767.
- [16] Turukhin A V, Sudarhanam V S, Shahriar M S, Musser J A, Ham B S, and Hemmer P R. Observation of Ultraslow and Stored Light Pulses in a Solid [J]. Physical Review Letters, 2001, 88(2):023602.
- [17] Ku P C, Sedgwick F, Chang-Hasnain C J, et al. Slow light in semiconductor quantum wells [J]. Optics Letters, 2004, 29(19):2291 - 2293.
- [18] Yuan C H, and Zhu K D. Voltage-controlled slow light in asymmetry double quantum dots [J]. Applied Physics Letters, 2006, 89(5):052115.
- [19] Fleischhauer M and Lukin M D. Dark-State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency [J]. Physical Review Letters, 2000, 84(22):5094.
- [20] Lvovsky A I, Sanders B C, and Tittel W. Optical quantum memory [J]. Nature photonics, 2009, 3(12):706 - 714.
- [21] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, et al. Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses [J]. Nature, 2001, 409:490 - 493.
- [22] Honda K, Akamatsu D, Arikawa M, et al. Storage and Retrieval of a Squeezed Vacuum [J]. Physical Review Letters, 2008, 100(9):093601.
- [23] Appel J, Figueroa E, Korystov D, et al. Quantum Memory for Squeezed Light [J]. Physical Review Letters, 2008, 100(9):093602.
- [24] Nunn J, Reim K, Lee K C, et al. Multimode Memories in Atomic Ensembles [J]. Physical Review Letters, 2008, 101(26):260502.
- [25] Guo J, Feng X, Yang P, et al. High-performance Raman quantum memory with optimal control in room temperature atoms [J]. Nature Communications, 2019(10):148.
- [26] Hetet G, Longdell J J, Sellars M J, et al. Multimodal Properties and Dynamics of Gradient Echo Quantum Memory [J]. Physical Review Letters, 2008, 101(20):203601.

(上接第 24 页)

识和规律的体验,丧失可能出现的智慧火花。

4.2 实验教学需要深度备课

实验教学备课绝不仅仅是教师对原理、流程、方法等内容的知识性备课,教师在实验课中的角色也不应仅仅是学生操作时的指导者。要想发挥实验教学的功能与价值,必须进行深度备课。

实验教学深度备课首先是深度挖掘实验的各个环节,找到其中具有能力培养价值的节点。更重要的是要设置好问题链,用任务驱动把学生嵌入到实验的各个环节中,在真实的实验中探索、分析和总结,这是深度备课的重点和难点。对于问题链的设置,要从操作性问题(深度备课的问题 1、2、3)入手,逐步上升到本质性问题(深度备课的问题 4、5),最后提高到结论性问题(深度备课的问题 6、7)。

人类对世界的认知是继承式学习与探究发现的过程,高中物理教学中不可能事事探究,而应该在老师指导下用最短的时间、最高的效率掌握前人留给我们的重点知识,并在这种高效的深度学习过程中

形成必备的学科核心素养,学会像科学家那样思考,激发出探究未知领域的内在动力。因此设置出简洁、合理、有深度、可探究的问题链是教师智慧的体现,也是深度备课的价值所在。

最后,基于上述实验的“颠覆”现象和实际教学感悟,考虑到中国材料制造业的巨大进步与发展,建议:①重新审视此电磁感应实验在教材中的位置,将本实验移至本章末的复习与提高部分,学生学完了全章,容易想到涡流在此所起的作用;②把原文表述中的肯定性语言“磁体移近或远离 B 环时,却没有发现与 A 环相同的现象”变为开放性说法,例如“磁体移近或远离 B 环时,会有什么样的现象?为什么?”教参中的相关内容也做相应的修改。

参考文献

- [1] 姚秀伟. 打造证据课堂从深度备课开始[J]. 物理教师, 2021(2):38—39.
- [2] 陈晓冬. 指向学科素养发展的深度学习与思考[J]. 物理教学, 2021(1):37—40.