

专题: 光学超构材料

介质掺杂近零媒质中光场增强效应及其应用*

赵林¹⁾²⁾ 冯一军^{1)†}

1) (南京大学电子科学与工程学院, 南京 210093)

2) (海军工程大学电子工程学院, 武汉 430033)

(2020年1月21日收到; 2020年3月8日收到修改稿)

电磁场的汇聚与增强是电磁学中一个重要的研究内容, 具备场汇聚与增强特性的电磁(光学)器件在高方向性电磁天线、激光点火、光学调控等方面有着广泛的应用前景. 目前, 电磁场增强的途径主要有两种, 一是采用构造人工电磁材料结构以实现辐射方向的控制和能量集中, 其次是采用具有高介电常数或高磁导率的材料来实现电磁场增强, 但是上述两种方式应用在光学波段具有一些局限性. 本文基于光子晶体掺杂理论, 通过介质掺杂近零媒质的方式成功实现了光场增强功能. 理论分析和数值仿真计算表明所设计的结构能够显著实现场强增强, 并适用于微波至光波段, 应用频谱范围很宽. 作为应用探索, 本文还设计了一款工作在270 nm波长的紫外光波段点火装置. 上述工作为新型电磁(光学)器件的研制提供了新的思路.

关键词: 近零媒质, 介质掺杂, 电磁场增强

PACS: 41.20.Jb, 42.25.Bs, 42.15.Eq

DOI: 10.7498/aps.69.20200147

1 引言

场增强效应是电磁学中一个重要的研究内容. 具备场增强特性的电磁(光学)器件在激光点火、强方向性天线设计、光学调控等方面有着广泛的应用前景^[1]. 例如, 在高能物理国家激光点火项目中需要将192束激光束聚焦到一个厘米级大小的点火点上. 要将这些激光束同相聚焦于一点, 难度非常大, 所以该项目采用非常复杂的光学布局. 因此, 设计结构简单且具有高倍增强性能的光学系统成为激光点火领域的重要发展方向之一, 这也为场增强特性光学器件提供了很好的应用平台.

目前, 场增强的主流方法主要有两种: 一是采用人工电磁材料 (metamaterial) 构造周期结构对辐射的电磁能量进行控制和集中, 从而令通过该结构的电磁辐射具有尖锐的方向图, 该方法主要应用

于高方向性天线设计, 应用频率比较低, 难以直接应用于光学频段^[2-9]; 另一种方法是采用具有高介电常数或高磁导率的材料来实现材料内部电磁场的汇聚与增强^[10-17], 此方法对于材料内部辐射点源位置和材料截面积的变化极其敏感, 并严重依赖材料的相对介电常数 ϵ_r 或相对磁导率 μ_r 的数值, 即当 ϵ_r (μ_r) 越大时, 材料中心场的增强才越高, 但极限增强倍数为材料相对介电常数值 (ϵ_r) 的3/4次方^[18]. 例如一个包含辐射点源的 $\epsilon_r = 9$ 的圆截面二维介质, 其圆截面中心场相比辐射源场增强了6倍, 所以材料电磁参数严重限制其场增强的效果, 显然无法满足激光点火等用途.

近年来的研究发现, 零折射率材料也具有良好的场汇聚与增强效应. 例如, 文献^[19]提到近零磁导率 (μ -near-zero, MNZ) 材料环包围线电流的辐射场可以根据具体的几何结构得到增强或完全抑制. 但是MNZ材料难以实际制备, 且应用频率较低, 应用范围极其有限^[19-23]. 从材料实现和更宽

* 国家自然科学基金 (批准号: 61671231, 61801207) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yjfeng@nju.edu.cn

的应用频率角度出发,近年来研究重点转移到利用近零介电 (epsilon-near-zero, ENZ) 材料媒质实现内部场增强效应上^[24-30]. 上述工作对 ENZ 媒质实现场增强效应从理论上提供了许多启示,但实用性方面指导仍显不足.

本文首先通过理论分析计算介质掺杂的 ENZ 媒质中电磁场的分布,得出该结构中掺杂介质的中心场与 ENZ 媒质中场的比例关系,并根据理论计算结果,从实用性角度出发,首次提出当该结构作为场强增强器件时所应满足的等效状态;其次,在结构满足该等效状态时,从多方面对该结构的场强增强性能进行分析和全波数值仿真分析验证,表明该结构能够非常显著地增强外部入射场强,其场增强倍数完全满足激光点火等高场强应用需求,并且在结构设计上具有很好的灵活性,且适用于微波至光波波段的宽频谱范围;最后,作为实际应用探索,设计了一款工作在 270 nm 紫外光波段的场增强装置. 本文工作为新型电磁 (光学) 点火器件的研制提供了新的思路.

2 介质掺杂 ENZ 媒质结构内的场分析

为简化分析,这里仅考虑二维 (2D) 的情况,如图 1 所示. 图 1(a) 给出了一个截面积为 S , 截面形状任意的 2D ENZ 介质,该介质具有任意的相对磁导率 μ_{r0} . 一个相对介电常数为 ϵ_{r0} , 相对磁导率为 μ_{r0} , 截面积为 S_d 的介质圆柱沿 y 轴嵌入该 ENZ 媒质中,位置任意. 掺杂后 ENZ 媒质的横截面积可以表示为 $S_0 = S - S_d$. 假设该 ENZ 媒质中有一个交变的磁流源 I_M , 受 I_M 的激励, ENZ 媒质中分别存在磁场 H_1 和电场 E_1 , 其中磁场 H_1 沿着 y 轴方向,且在 ENZ 媒质中均匀分布,电场 E_1 则位于 xoz 面内. 同时在嵌入的介质柱内,也会激励起电场和磁场,分别设为 H_d 和 E_d . 另外,设 ENZ 媒质边缘的切向电场为 E_t .

根据 ENZ 媒质的掺杂理论^[31], 图 1(a) 结构可等效为一个具有相同横截面的均匀 ENZ 介质,其等效相对磁导率为 μ_{eff} , 如图 1(b) 所示. 考虑此时该等效 ENZ 媒质中同样位置上有一相同的磁流激励源 I_M , 则在图 1(b) 所示的结构中也将分别激励出磁场 H_2 和电场 E_2 . 上述等效假设能够保证图 1(a) 和图 1(b) 的结构具有相同的外辐射场,同时各自边界上的切向电场也将相等. 而由于两个 ENZ 媒质中的磁场都是均匀的, 所以有 $H_1 = H_2$.

令上述两个结构的边界曲线长度均为 l , 对于图 1(a) 的结构有

$$\begin{aligned} \oint_l \mathbf{E}_t \cdot d\mathbf{l} &= \int_S (\nabla \times \mathbf{E}_1) \cdot d\mathbf{S} \\ &= - \int_{S_0} j\omega\mu_{r0}\mu_0 \mathbf{H}_1 \cdot d\mathbf{S}_0 \\ &\quad - \int_{S_d} j\omega\mu_{rd}\mu_0 \mathbf{H}_d \cdot d\mathbf{S}_d - I_M, \end{aligned} \quad (1)$$

对于图 1(b) 的结构有

$$\begin{aligned} \oint_l \mathbf{E}_t \cdot d\mathbf{l} &= \int_S (\nabla \times \mathbf{E}_2) \cdot d\mathbf{S} \\ &= - \int_S j\omega\mu_{\text{eff}}\mu_0 \mathbf{H}_2 \cdot d\mathbf{S} - I_M, \end{aligned} \quad (2)$$

由于图 1(a) 和图 1(b) 的结构等效, 因此在两者各自穿过其横截面的磁通量应相等, 所以根据 (1) 式和 (2) 式, 有

$$\mu_{\text{eff}}\mu_0 \mathbf{H}_2 \cdot \mathbf{S} = \mu_{r0}\mu_0 \mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{S}_0 + \int_{S_d} \mu_{rd}\mu_0 \mathbf{H}_d \cdot d\mathbf{S}_d. \quad (3)$$

图 1(a) 中掺杂介质柱内的磁场 H_d 与 ENZ 媒质中的磁场 H_1 的关系为 $H_d = H_1\psi_d(r)$, 这里 $\psi_d(r)$ 是标量 Helmholtz 方程的解^[31], 反映的是介质内部场与 ENZ 介质中场的比例关系, 且介质界面 S_d 的边界上 $\psi_d(r) = 1$. 此处有^[31]

$$\psi_d(r) = \frac{J_0(k_d r)}{J_0(k_d r_d)}, \quad (4)$$

这里 J_0 表示零阶第一类圆柱 Bessel 函数, k_d 是掺杂介质中的波数, $0 \leq r \leq r_d$, r_d 为圆柱截面半径.

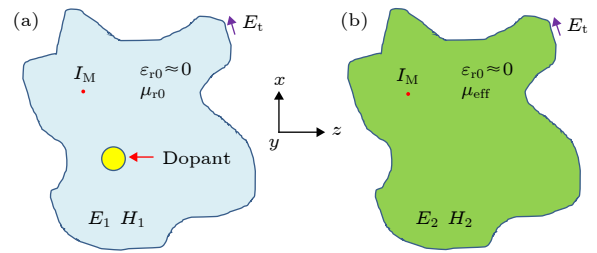


图 1 ENZ 介质掺杂介质结构等效示意图 (2D 截面) (a) ENZ 介质掺杂介质结构截面图, 存在一个与截面垂直的磁流 I_M ; (b) 具备相同截面大小的等效 ENZ 介质示意图, 在该截面相同的位置存在一个与图 (a) 相同的磁流 I_M

Fig. 1. Schematics of magnetic ENZ medium filled with dielectric dopants: (a) A 2D magnetic ENZ medium with several macroscopic non-magnetic dielectric dopants and an alternating magnetic current I_M embedded in the ENZ medium whose magnetic field H_1 is polarized along y axis; (b) the equivalent homogeneous 2D ENZ medium with the same cross-sectional shape and near-zero permittivity, but a uniform equivalent relative permeability μ_{eff} .

(4) 式说明掺杂介质内部的场是波动的, 且在中心点 ($r = 0$) 处达到最强, 即在该点体现出磁场汇聚现象, 这一点与文献 [18] 的结论一致. 另外, 从 (1) 式可得出一个重要结论, 即该结构对外辐射电场的切向分量沿着 ENZ 媒质边缘的环路积分应等于整个结构截面的总磁通量. 因此, 如果该结构无法对外形成有效辐射, 即 ENZ 媒质边缘的切向电场 E_t 很小或为零, 则整个结构截面的总磁通量也将很小, 从应用角度来说, 就无法形成有效的内部磁场增强效应. 所以, 为形成明显的场增强效应, 首先应保证该结构处于有效的对外辐射状态, 这样才能保证结构截面内的磁场也很强. 根据上述分析, 从实际应用角度出发, 当掺杂介质的 ENZ 媒质结构处于等效电磁参数近零 (epsilon-mu-near-zero, EMNZ) 媒质时, 其磁场增强效应是最具有实际意义的. 当该结构为等效 EMNZ 媒质时, ENZ 区域内的场与辐射源场 (或外部辐射场) 一致, 因此 (4) 式可有效地计算该结构中嵌入介质内部对辐射源 (入射场) 的场增强效果, 这一点对于电磁点火装置而言最具有应用价值.

3 介质掺杂 ENZ 媒质结构的磁场增强效应分析

本节将根据上节的理论分析, 在介质掺杂的 ENZ 媒质结构等效为 EMNZ 媒质的前提下, 计算并分析验证其在不同条件下对辐射源的场增强效果.

3.1 ENZ 媒质内掺杂单一介质

在无耗情况下, 作为分析实例, 设 ENZ 媒质的横截面积为 $2.5\lambda_0^2$ (λ_0 为电磁波在自由空间中的波长, 横截面积可以任意选择). 理论分析中, ENZ 媒质的磁导率可以任意取值, 考虑光学波段 ENZ 媒质一般为非磁性, 故设定 ENZ 媒质相对磁导率 $\mu_r = 1$. 在该 ENZ 媒质嵌入一半径为 r_d 的非磁性介质圆柱, 其相对介电常数 $\epsilon_{r1} = 6$.

通过 (3) 式计算可得到 ENZ 媒质在介质掺杂后其等效磁导率 μ_{eff} 随其半径变化的曲线 (图 2). 可见随掺杂介质半径变化, 整个结构的等效磁导率曲线呈现明显的周期性谐振. 在每个谐振峰附近, 都存在一个 μ_{eff} 接近零的点.

考虑在 ENZ 媒质掺杂结构中的任意位置放置

一个理想二维点源 (磁流源, 产生 y 轴方向磁场), 在该结构等效为 EMNZ 媒质的前提下, 研究掺杂介质圆柱半径与该圆柱中心磁场增强倍数的关系. 根据图 2 可知, 随着掺杂介质圆柱半径的增加, 会出现一系列的谐振峰, 自然也会出现一系列的 μ_{eff} 为零的点. 根据 (3) 式计算出当 $r_d/\lambda_0 = 0.158, 0.363$ 和 0.572 时, 该结构均可等效为 EMNZ 媒质 ($\mu_{\text{eff}} \approx 0$), 由 (4) 式分别计算这三种情况下的掺杂介质内部磁场和 ENZ 中磁场 (即激励源场) 的比值 $\psi_d(r)$, 如图 3(a) 所示, 图 3(a) 中横坐标中的“0”点表示单个掺杂介质截面的圆心, 纵坐标定义为磁场强度增强系数 F .

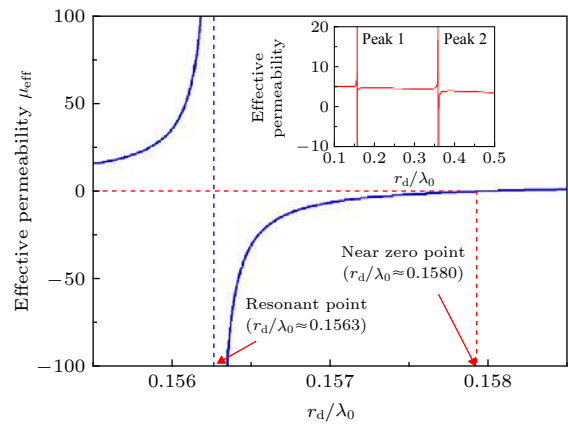


图 2 ENZ 媒质介质掺杂后其等效磁导率 μ_{eff} 随掺杂介质半径的变化

Fig. 2. Effective relative permeability (μ_{eff}) of the doped ENZ medium as a function of the doping rod radius.

为了验证上述结果, 采用电磁场全波数值计算软件 COMSOL 对其进行仿真分析验证. 如果是自由空间中的一个理想点源, 激励磁场幅度为 100 A/m , 其辐射磁场分布如图 3(b) 所示. 其次, 如果该点源置入截面积为 $2.5\lambda_0^2$ (xoz 面) 的非磁性圆柱 ENZ 媒质中, 并在该 ENZ 介质中嵌入一根介质圆柱 ($\epsilon_{r1} = 6, r_d/\lambda_0 = 0.158$), 分析计算介质柱中心磁场分布, 如图 3(c) 所示 (注: 介质柱中心磁场很大, 图中结果重点突出介质柱中心的磁场, 透射场相比太小而无法显示). 从图 3(c) 可以看出, 当理想点源以 100 A/m 的场强辐射时, 介质柱中心磁场幅值约为 7100 A/m , 磁场增强约 71 倍, 与图 3(a) 的理论计算结论符合. 如果分别将介质柱的半径变换为 $r_d/\lambda_0 = 0.363$ 和 0.572 , 该结构同样等效为 EMNZ 媒质, 其介质柱中心磁场值大约为 3900 和 2300 A/m , 增强系数 F 分别为 39 (图 3(d))

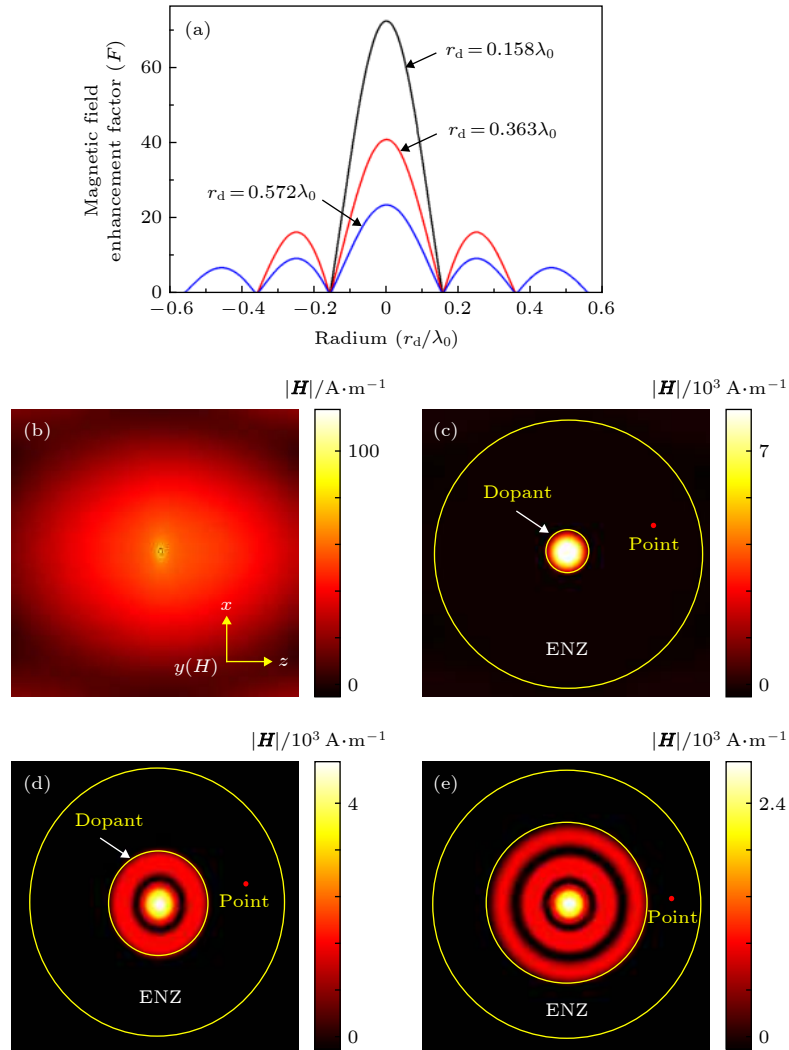


图 3 掺杂介质具有不同半径时, 其内部中心磁场对外辐射场的磁场增强倍数计算与仿真实验验证 (a) 掺杂介质内部中心磁场与其半径的关系曲线; (b) 理想点源的磁场仿真结果; (c), (d), (e) 掺杂介质半径分别为 $r_d/\lambda_0 = 0.158$, $r_d/\lambda_0 = 0.363$ 和 $r_d/\lambda_0 = 0.572$ 时掺杂介质 ENZ 媒质结构的磁场仿真结果

Fig. 3. Enhancement factors of internal magnetic field in the dopant compared with external radiation field with the different radius of dopant: (a) Enhancement factors of internal magnetic field in the dopant with different r_d ; (b) the simulation result of magnetic field of point source in free space; (c), (d), (e) simulation results of magnetic field in ENZ filled with dopant with different radius of dopant ($r_d/\lambda_0 = 0.15659$, 0.35958 , 0.56427), respectively.

和 23 (图 3(e)), 均与理论计算结果符合. 分析结果不仅验证了理论分析的准确性, 也表明在整个结构等效为 EMNZ 媒质条件下可获得最大场增强效果.

3.2 ENZ 媒质内含多个辐射源

在实际的激光点火应用中, 若需场强要求很高, 可采用多个点火激励源, 同时提供能量叠加到同一个点火区域, 此时采用掺杂介质的 ENZ 媒质结构也是十分适合的. 因为 ENZ 媒质内部磁场均匀, 相位相同, 当几个点源置于 ENZ 媒质中, 其辐射场强在 ENZ 媒质内具有相位相同, 并能在掺杂介质中心形成完美的干涉增强效果, 使辐射能量可

以完美叠加于掺杂介质的截面中心. 据此, 本节对包含多个相同辐射源的介质掺杂 ENZ 结构的磁场增强效应进行分析. 仍采用图 3(c) 的结构参数, 但在 ENZ 媒质中任意位置设置了两个相同的激励点源.

作为比较, 图 4(a)(即图 3(c)) 显示 ENZ 内为单点源时, 嵌入介质柱截面中心点的磁场幅值为 7300 A/m , 场增强系数为 73; 若再增加一个相同的辐射点源, 该结构介质柱截面中心点的磁场幅值增加到 14000 A/m , 如图 4(b) 所示; 而改变两个辐射点源的嵌入位置, 结果与图 4(b) 相同, 如图 4(c) 所示; 同样保持 ENZ 横截面积不变, 将截面形状变为正方形, 仍得到相同的磁场分布, 如

图 4(d) 所示. 因此, 介质掺杂 ENZ 媒质结构在多个源激励下, 具有良好的场强叠加增强能力, 且与源的位置及 ENZ 媒质截面形状无关, 这为大功率、大场强的点火装置的设计和实现提供良好的思路和途径.

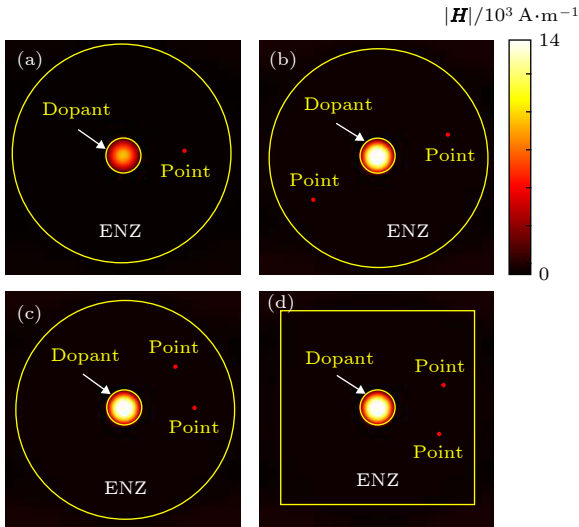


图 4 掺杂介质的 ENZ 媒质结构分别包含单个点源和两个点源时的磁场对比仿真 (a) 掺杂介质的 ENZ 媒质结构包含单个点源的磁场仿真结果 ($\epsilon_{r1} = 6$, $r_d/\lambda_0 = 0.158$); (b) 在图 4(a) 结构中再增加一个点源的磁场仿真结果; (c) 调整 4(b) 结构两个点源位置的磁场仿真结果; (d) 改变图 4(c) ENZ 媒质截面形状后的磁场仿真结果 (点源位置任意调整, ENZ 截面积不变)

Fig. 4. Simulation results of magnetic field in ENZ medium filled with the dopant containing different point sources, respectively: (a) One point source embedded in the ENZ medium ($\epsilon_{r1} = 6$, $r_d/\lambda_0 = 0.158$); (b) two point sources embedded in the ENZ medium; (c) two point sources located somewhere in ENZ medium; (d) two point sources embedded in an ENZ square (with the same cross section).

4 紫外光点火器件设计

实际应用中, 在波长 265—275 nm 的紫外波段, 金属银的相对介电常数接近零, 变化范围为 $-0.75 \sim 0.75$ (如图 5(a) 的红色曲线), 呈现 ENZ 媒质的特性^[32]. 本节根据前述的理论, 基于金属银薄膜, 设计了一种在 265—275 nm 波段的光学点火装置. 该装置中, 考虑银薄膜的截面积仍为 $2.5\lambda_0^2$ (这里 λ_0 取该波段中心波长 270 nm), 在银薄膜中掺杂一个横截面为圆形的非磁性介质纳米线 (其相对介电常数 $\epsilon_{rd} = 3$), 根据 (3) 式的计算可知, 若介质纳米线半径为 $r_d/\lambda_0 = 0.226 = 61.0$ nm 时, 该掺杂介质银膜结构的等效磁导率 μ_{eff} 在 265—275 nm

波段内均接近零 (见图 5(a) 蓝色曲线), 可等效为 EMNZ 媒质. 利用 (4) 式计算该结构中掺杂介质中心在中心频率点 (波长为 270 nm) 的场增强倍数, 约为 35.2, 场增强效果显著. 在 270 nm 波长的全波仿真分析结果如图 5(b). 设入射光波磁场值为 100 A/m. 当光波通过嵌入纳米线的银膜结构时, 掺杂介质中心的场强明显增强, 可达 3500 A/m, 场增强系数达 35, 与理论计算结果符合, 可见该结构可有效地应用于光学点火装置的设计和实现.

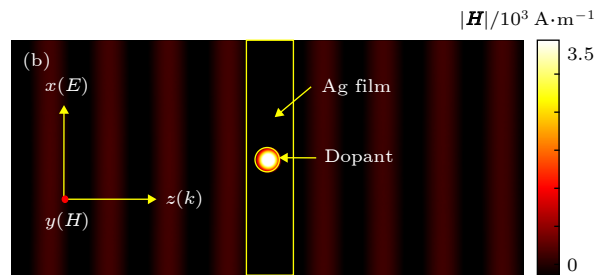
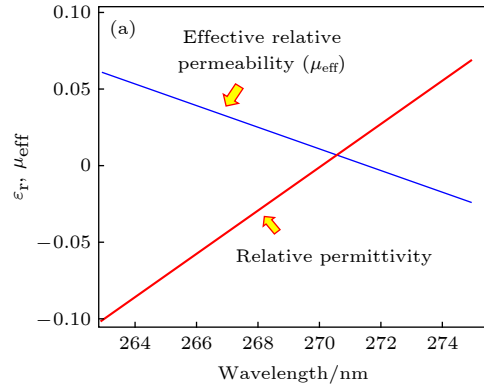


图 5 265—275 nm 紫外光波段点火器件的计算分析与仿真实验验证 (a) 265—275 nm 波段银的相对介电常数以及掺杂介质的银薄膜的等效磁导率计算曲线; (b) 270 nm 波长掺杂介质的银薄膜的磁场分布仿真结果

Fig. 5. Analysis and simulation of ignition device at wavelength of 270 nm: (a) The relative permittivity of silver film (red line) and the effective relative permeability of silver film filled with dielectric dopant at wavelength of 263 nm to 275 nm (blue line); (b) the simulation result of magnetic field in silver film filled with dielectric dopant at wavelength of 270 nm ($r_d/\lambda_0 = 0.2261$, $\epsilon_{rd} = 3$).

5 结论

本文对常规介质掺杂的 ENZ 媒质结构中磁场增强性能进行了全面分析, 指出该结构在等效为 EMNZ 媒质的前提条件下可实现最佳场增强效果. 随后在满足该前提条件下, 理论计算和全波仿真分析验证了该结构的场增强性能与各结构参数之间的关系 (如 ENZ 和介质柱的电磁参数、介质柱的

几何参数、激励源的个数等), 并在此基础上设计了一种工作在紫外波段的光学点火器件. 尽管本文在无耗条件下讨论介质掺杂 ENZ 材料结构的场增强特性, 但仿真分析表明, 在 ENZ 媒质的电磁损耗很小时, 整个结构仍可具有较好的电磁场增强性能. 分析结果显示, 在激光点火等高场强需求的实际应用中, 为了取得明显的应用效果, ENZ 媒质的损耗, 即其相对介电常数的虚部应在 0.01 以下. 这些工作为掺杂 ENZ 媒质结构在场增强和光学点火器件设计等实际应用中提供了完备的理论指导, 为新型电磁 (光学) 场增强器件的研制提供了新的思路.

参考文献

- [1] Pendry J B, Schurig D, Smith D R 2006 *Science* **312** 1780
- [2] Fante R L, McCormack M T 1988 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **36** 1443
- [3] Yang J, Shen Z 2007 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **6** 388
- [4] Fu W, Liu S, Fan W 2007 *J. Magn. Magn. Mater.* **316** 54
- [5] Munk B A 2009 *Metamaterials: Critique and Alternatives* (New Jersey: John Wiley & Sons) pp160–168
- [6] Costa F, Monorchio A 2012 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **60** 2740
- [7] Li B, Shen Z 2013 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **61** 3578
- [8] Liu T, Cao X, Gao J 2013 *IEEE Tran. Antennas Propag.* **61** 1479
- [9] Li B, Shen Z 2014 *IEEE Tran. Antennas Propag.* **62** 130
- [10] Liu Y, Zhao X 2014 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **13** 1473
- [11] Youngworth K S, Brown T G 2000 *Opt. Express* **7** 77
- [12] Novotny L, Zurita-Sánchez J R 2002 *Opt. Soc. Am. B* **19** 2722
- [13] Zhan Q 2009 *Adv. Opt. Photonics* **1** 1
- [14] Veysi M, Guclu C, Capolino F 2015 *J. Opt. Soc. Am. B* **32** 345
- [15] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, Stewart W J 1999 *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **47** 2075
- [16] Marqués R, Medina F, Raffi-El-Idrissi R 2002 *Phys. Rev. B* **65** 144440
- [17] García-Etxarri A, Gómez-Medina R, Froufe-Pérez L S, López C, Chantada L, Scheffold F, Aizpurua J, Nieto-Vesperinas M, Sáenz J J 2011 *Opt. Express* **19** 4815
- [18] Liberal I, Li Y, Engheta N 2017 *Philos. Trans. A* **375** 20160059
- [19] Jin Y, He S 2010 *Opt. Express* **18** 16587
- [20] Jin Y, Zhang P, He S L 2010 *Phys. Rev. B* **81** 085117
- [21] Zhong S, He S 2013 *Sci. Rep.* **3** 2083
- [22] Silveirinha M G, Belov P A 2008 *Phys. Rev. B* **77** 233104
- [23] Liu R, Roberts C M, Zhong Y, Podolskiy V A, Wasserman D 2016 *ACS Photonics* **3** 1045
- [24] Zhou Z H, Li Y, Li H, Sun W Y, Liberal I, Engheta N 2019 *Nat. Commun.* **10** 4132
- [25] Pacheco-Peña V, Engheta N, Kuznetsov S, Gentslev A, Beruete M 2017 *Phys. Rev. Appl.* **8** 034036
- [26] Silveirinha M, Engheta N 2007 *Phys. Rev. B* **75** 075119
- [27] Xu J, Song G, Zhang Z, Yang Y, Chen H, Zubairy M S, Zhu S 2016 *Phys. Rev. B* **94** 220103
- [28] Liu R, Cheng Q, Hand T, Mock J J, Cui T J, Cummer S A, Smith D R 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 023903
- [29] Guo Z Y, Wu F, Xue C H, Jiang H T 2018 *J. Appl. Phys.* **124** 103104
- [30] Zhang Z F, Xue C H, Jiang H T, Lu H 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 201902
- [31] Liberal I, Mahmoud A, Li Y, Edwards B, Engheta N 2017 *Science* **355** 1058
- [32] Wang Z R, Hu T, Tang L W, Ma N, Song C L, Han G R, Weng W J, Du P Y 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 222901

SPECIAL TOPIC—Optical metamaterials

Optical field enhancements and applications by epsilon-near-zero medium with dielectric dopant*Zhao Lin¹⁾²⁾ Feng Yi-Jun^{1)†}1) (*School of Electronic Science and Engineering, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)2) (*School of Electronic Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, China*)

(Received 21 January 2020; revised manuscript received 8 March 2020)

Abstract

Field enhancement is an interesting and important topic in electromagnetic study. Electromagnetic field concentration and enhancement devices have wide applications in high directional antenna design, laser ignition, optical control, etc. At present, there are usually two ways of implementing the field enhancement, one is to use the artificial electromagnetic materials to realize the radiation direction control and energy concentration, which is more suitable for the applications at microwave or lower frequencies, and the other is to use the materials with high permittivity or high permeability. However, the latter is extremely sensitive to the position and characteristic of the radiation source and the cross-sectional area of the material, and depends heavily on the value of the relative permittivity or the relative permeability of the material. Therefore, both methods cannot fully meet the application requirements of creating high field intensity in optical band, such as laser ignition, etc. In this paper, based on the theory of photonic crystal doping, the strong electromagnetic field enhancement has been successfully realized by epsilon-near-zero medium filled with ordinary dielectric dopant. We first make the comprehensive theoretical analysis of the field enhancement in the structure of epsilon-near-zero medium with dielectric dopant. The method of calculating the central magnetic field in the doped medium is then rigorously derived, and the formula for the ratio of the central magnetic field in the doped medium to the external radiation field is deduced. We find that the optimal magnetic field enhancement occurs only when the proposed structure is equivalent to an epsilon-mu-near-zero medium. Subsequently, under the above condition, various parameters (radius of the cylindrical dopant, number of sources, etc.) are studied to analyze the magnetic field enhancement performance inside the doped medium. The theoretical analysis and simulation results show that the proposed structure can significantly enhance the magnetic field which is applicable in a broad frequency band from microwave to optical region, and meets the application requirements of providing high field intensity. Finally, as a practical realization example, an ultraviolet ignition device working at 270 nm is designed, which presents an efficient and alternative way of developing electromagnetic (optical) devices for producing strong field enhancement.

Keywords: epsilon-near-zero medium, dielectric dopant, field enhancement**PACS:** 41.20.Jb, 42.25.Bs, 42.15.Eq**DOI:** [10.7498/aps.69.20200147](https://doi.org/10.7498/aps.69.20200147)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61671231, 61801207).

† Corresponding author. E-mail: yjfeng@nju.edu.cn