

# 基于纳米天线阵列非线性光学效应的太赫兹辐射特性研究

靳延平, 杨勇, 徐新龙\*

西北大学物理学院光子学与光子技术研究所, 陕西 西安 710127

**摘要** 太赫兹波作为未来 6G 通信的一个重要波段, 是目前光学和电子学交叉方向的研究热点, 但是其中的太赫兹源, 尤其是基于微纳光学的集成型太赫兹源备受关注。基于纳米天线阵列中的等离子体共振响应特性, 设计了一种宽波段的太赫兹辐射源。利用麦克斯韦方程和金属等离子体的动力学方程, 研究了纳米天线阵列在脉冲激光激发下太赫兹时域信号的产生过程。研究发现产生的太赫兹辐射的偏振和入射光的偏振垂直, 其发射带宽和激发光的脉宽密切相关。纳米天线阵列具有可设计和易集成性, 有望在集成型太赫兹源器件方面有较好的应用, 并为未来基于表面等离子体光学的太赫兹源设计提供理论基础。

**关键词** 光通信; 纳米天线; 太赫兹辐射; 微纳光学; 表面等离子体

**中图分类号** O437 **文献标志码** A

**DOI:** 10.3788/AOS202242.1506001

## Terahertz Radiation Characteristics Based on Nonlinear Optical Effect of Nano-Antenna Array

Jin Yanping, Yang Yong, Xu Xinlong\*

*Institute of Photonics & Photon-Technology, School of Physics, Northwest University, Xi'an 710127, Shaanxi, China*

**Abstract** Terahertz wave is an important band for 6G communication in the future and has become a hot issue studied in the optics and electronics fields. However, the terahertz source, especially the integrated terahertz source based on micro-nano optics, gets a lot of attention. In this paper, a broadband terahertz radiation source is proposed, and it is based on the plasmonic resonant characteristics of the nano-antenna array. Using Maxwell's equation and a hydrodynamic equation of the metal plasma, this paper studies the terahertz time-domain wave generation from the nano-antenna array excited by a pulsed laser. The results show that the polarization of the generated terahertz radiation is perpendicular to the polarization of the incident light, and the terahertz emission bandwidth is closely related to the pulse width of the exciting laser. A nano-antenna array is designable and easy to integrate, and thus it is expected to be better applied in integrated terahertz source devices. This paper will provide a theoretical basis for the design of terahertz source based on surface plasmonics in the future.

**Key words** optical communications; nano-antenna; terahertz radiation; micro-nano optics; surface plasma

## 1 引言

1902年, Wood<sup>[1]</sup>在金属光栅实验中首次观察到由表面等离子体引起的异常衍射现象, 1941年 Fano<sup>[2]</sup>从金属等离子体理论上解释了这一现象。自此, 表面等离子体在物理、化学、材料、生物医学等领域逐渐发挥起重要的作用, 显示出广泛的应用前景。当光与亚波

长金属纳米结构发生相互作用时, 光作为电磁波在垂直于金属表面的方向上呈指数型衰减(倏逝波)。但是在金属表面, 入射光的激发会引发金属中电子发生集体振荡, 当入射光的频率与电子的集体振荡频率一致时, 就会产生表面等离子体共振。表面等离子体共振具有一些特殊的线性光学响应, 如对入射光的异常吸收、异常透射以及近场增强效应等<sup>[3]</sup>。其中, 近场增强

收稿日期: 2021-12-17; 修回日期: 2022-01-13; 录用日期: 2022-02-25

基金项目: 国家自然科学基金(12074311)

通信作者: \*xlxuphy@nwu.edu.cn

效应能将入射光的能量集中到特定的近场区域,在近场区域的电磁场得到了极大的增强,因此有利于增强光与物质的相互作用强度。这种局域场增强在非线性光学响应中也具有重要的应用,能够有效促进二次谐波产生、高次谐波产生<sup>[4]</sup>以及太赫兹波产生<sup>[5]</sup>,因此在非线性光学领域也具有广泛的应用。

太赫兹波是指电磁波频率在 0.1~10.0 THz 范围内的电磁波<sup>[6]</sup>,相对于微波波段具有较大的带宽,相对于 X 射线波段具有较低的能量,它在 6G 通信<sup>[7]</sup>、成像<sup>[8]</sup>和传感<sup>[9]</sup>等领域有较好的应用前景。利用飞秒激光激发材料,通过线性光学或者非线性光学效应来产生太赫兹波是目前光学实验室通常获得太赫兹源的方法<sup>[10-11]</sup>。目前,产生太赫兹波的光学效应有光整流效应<sup>[12]</sup>、光牵引效应<sup>[13]</sup>、光致丹倍效应<sup>[14]</sup>等,其中光整流效应是一种差频效应,光整流方法简单,是最广泛使用的一种方法。当光场与介质发生相互作用时,两个频率相近的光子会通过差频得到一个“低频光子”。由于激发光通常是近红外飞秒激光,具有一定的脉宽,因此通过差频得到的“低频光子”的频率在太赫兹波的频率范围内,该过程也被称为亚皮秒光整流效应<sup>[15]</sup>。该过程可描述为: $P(\Omega) = \epsilon_0 \int \chi^{(2)}(-\Omega; \omega + \Omega, -\omega) \times E(\omega + \Omega) E^*(\omega) d\omega$ ,其中, $P(\Omega)$ 为非线性极化强度, $\Omega$ 为差频频率, $\epsilon_0$ 为真空介电常数, $\chi^{(2)}$ 为二阶非线性极化率, $\omega$ 为激发光频率, $E$ 为激发光场, $E^*$ 为激发光场的共轭。由该式可以看到,产生太赫兹波的强度不仅与材料的二阶非线性系数有关,也与光场的局域场强度有关,提高局域光场强度也可以提高太赫兹辐射强度。而表面等离子体就可以在外加相同光场的前提下,增强局域光场强度,从而增强非线性效应。因此,金属纳米结构可以通过表面等离子体共振效应实现有效的太赫兹辐射<sup>[16]</sup>。

然而,目前研究人员对于以纳米光学天线阵列为

代表的微纳结构中的表面等离子体的研究大多还是关于线性光学响应的研究,如表面等离子体光透射增强<sup>[17]</sup>、等离子体的耦合效应<sup>[18]</sup>、表面等离子体共振放大效应<sup>[19]</sup>等。目前研究人员对于表面等离子体的非线性光学的研究还处于萌芽阶段,尤其是对于表面等离子体的光整流效应和基于亚皮秒光整流效应的太赫兹辐射特性的理解依然不清晰,例如:纳米天线阵列中的等离子体能否通过光整流效应辐射或者增强太赫兹波,辐射的太赫兹波的偏振、脉宽和入射光的偏振、脉宽有哪些关系等的问题亟需深入的讨论与探究。

根据上述问题,本文首先提出并设计了一种纳米光学天线阵列,它产生的等离子体共振频率为 225 THz。在脉冲激光共振激发下,通过有限元方法计算了光整流效应产生太赫兹辐射的时域脉冲。受对称性的限制,产生的太赫兹波具有激发光偏振角依赖性:当激发光偏振角为 0°时,太赫兹波强度最大;当激发光偏振角为 90°时,太赫兹波强度基本为 0。并且纳米天线阵列产生太赫兹波的带宽和中心频率对入射波的脉宽具有线性依赖性。这些结果为基于微纳结构的太赫兹源的设计、太赫兹波的调控和太赫兹波片上集成器件的设计提供了理论指导,有较好的应用前景。

## 2 纳米天线阵列设计及计算

### 2.1 纳米天线阵列参数

图 1(a)为所设计的纳米天线阵列。该阵列由两种材料组成,分别为石英基底和金纳米天线阵列。其中基底的相对介电常数为 7.2。本文中所有的光学坐标系和几何坐标系均使用图 1(a)中所示的坐标系,其中纳米天线沿着  $x$  方向。图 1(b)为整个天线单元的尺寸示意图,其中:基底的厚度为 200 nm;金天线的长和宽分别为  $l_x=480$  nm 和  $l_y=70$  nm,厚度为 20 nm;该阵列  $x$  方向和  $y$  方向的周期为  $P_x=500$  nm 和  $P_y=340$  nm。

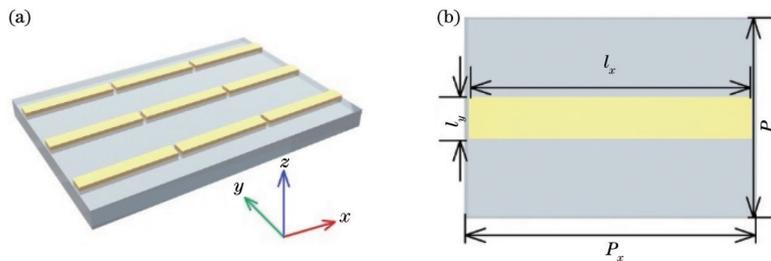


图 1 模型示意图。(a)纳米天线阵列结构图及其笛卡尔坐标系;(b)纳米天线一个单元的主视图,其中  $P_x=500$  nm,  $P_y=340$  nm,  $l_x=480$  nm,  $l_y=70$  nm

Fig. 1 Model diagrams. (a) Nanoantenna array and its Cartesian coordinate system; (b) front view of a unit of nano antenna when  $P_x=500$  nm,  $P_y=340$  nm,  $l_x=480$  nm, and  $l_y=70$  nm

### 2.2 计算参数及过程

在线性光学响应的计算中,采用 Drude 模型来描述金的光学性质,并通过 COMSOL 有限元仿真软件中的波动光学模块进行频域求解。本文中使用的金的 Drude 模型为

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \omega_p^2 / (\omega^2 + j\gamma\omega), \quad (1)$$

式中: $\omega$ 为入射光的频率; $\epsilon_\infty=1$ 为高频介电常数; $\omega_p=1.37 \times 10^{16}$  rad/s 为金的电子振荡频率; $\gamma=10.68 \times 10^{13}$  rad/s 为金的电子振荡阻尼<sup>[20]</sup>。

在非线性光学响应的计算中,采用等离子体动力学模型来描述金的光学性质。本文中为了研究金属中的等离子体所产生的非线性效应,所用的金的等离子

体动力学模型<sup>[21-25]</sup>为

$$m_e n (\partial_t \mathbf{v} + \mathbf{v} \nabla \mathbf{v}) + \gamma m_e n \mathbf{v} = -en(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{H}) - \nabla p, \quad (2)$$

$$\partial_t n + \nabla(n\mathbf{v}) = 0, \quad (3)$$

式中： $m_e$ 为电子质量； $n = \omega_p^2 \epsilon_0 m_e e^{-2} = 5.89 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ 为金的电子密度<sup>[24]</sup>， $e$ 为电子电荷； $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 分别为电磁波的电场分量和磁场分量； $\mathbf{v}$ 为电子速度。时间、空间依赖的电子速度 $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ 和密度 $n(\mathbf{r}, t)$ 与材料的极化有如下关系：

$$\partial_t \mathbf{P} = \mathbf{J} = -en\mathbf{v}, \quad (4)$$

式中： $\mathbf{P}$ 为极化强度； $\mathbf{J}$ 为电流密度。为了获得最终的太赫兹辐射特性，式(2)~(4)应该与含时的麦克斯韦方程进行耦合：

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{c^2} \partial_{tt} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mu_0 \partial_{tt} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (5)$$

式中： $\nabla \times \nabla$ 代表算子的叉乘； $c$ 和 $\mu_0$ 分别为光速和真空磁导率； $\mathbf{r}$ 为电子偏移平衡位置的距离。联立式(2)~(5)，即可构成一个求解纳米天线阵列中等离子体系统对外加激发光场下线性和非线性响应的自治方程组。与线性响应相比，金属等离子体的动力学模型是在振子模型的基础上加了三个非线性项，它们分别为对流项 $\mathbf{v} \nabla \mathbf{v}$ ，洛伦兹力项 $en\mathbf{v} \times \mathbf{H}$ 和量子压力项 $p = (3\pi^2)^{2/3} (\hbar/5m_e) n^{5/3}$ <sup>[26]</sup>， $\hbar$ 为约化普朗克常数。值得注意的是，对于纯金属薄膜来说，由于金是中心对称结构，因此没有二阶非线性效应。但是，由于纳米天线结构会打破对称性，同时具有局域增强电场，因此能观察到较强的二阶非线性光学效应。

用一束沿 $-z$ 方向的 $x$ 偏振[图1(a)中所示的坐标系]的高斯脉冲作为入射光，其数学形式为

$$E_{\text{inc}} = E_0 \cos(\omega t - k_0 z) \exp\left\{-\left[\frac{(t-t_0)}{d_t}\right]^2\right\}, \quad (6)$$

式中： $E_0 = 1 \times 10^7 \text{ V/m}$ 为脉冲光的峰值电场振幅； $\omega = 1.41 \times 10^{15} \text{ rad/s}$ 为入射光的角频率； $k_0$ 为波数； $t_0 = 0.35 \text{ ps}$ 为入射光峰值时的时间； $d_t = 0.1 \text{ ps}$ 为入射光的脉宽。整个时域仿真时间为 $1 \text{ ps}$ ，时间步长为 $0.04 \text{ fs}$ 。采用COMSOL有限元软件计算研究了纳米天线阵列的太赫兹产生特性。频域求解和时域求解在 $x$ 方向和 $y$ 方向[图1(a)]都设为周期性边界条件，在 $z$ 方向频域求解设为端口边界条件，时域求解设为散射边界条件。由于本文的模型均是垂直入射的情况，因此在 $z$ 方向没有设置完美匹配层，而是用端口和散射边界条件来进行吸波。

### 3 结果及讨论

图2(a)为仿真得到的该纳米天线阵列在 $200 \sim 250 \text{ THz}$ 范围内的透射率、反射率和吸收率。从图中可以看到：在 $x$ 方向偏振的入射光激发下，该天线阵列在 $225 \text{ THz}$ 处有一个吸收峰，吸收率接近 $40\%$ 。如图2(b)、(c)所示，为了研究该吸收峰的共振模式，提取出了 $225 \text{ THz}$ 下的磁场分布以及电流密度分布。其中：图2(b)为 $x$ - $y$ 平面的场分布，箭头代表电流密度的大小；图2(c)为 $x$ - $z$ 平面的场分布。结合图2(b)、(c)可以看出该模式是局域等离子体共振模式。电磁场将大部分能量限制到金属和介质层的边缘处，将少部分能量限制到金属与空气层的边缘处，使得天线的吸收加强。通过和文献[27]中银纳米棒的等粒子模式对比，发现在本文中该等粒子共振模式为高阶模式。本文主要研究局域等离子体共振频率( $225 \text{ THz}$ )处的共振增强非线性光学响应过程。非线性响应分析中利用 $225 \text{ THz}$ 频率[式(6)中的 $\omega$ ]作为入射脉冲的中心频率。

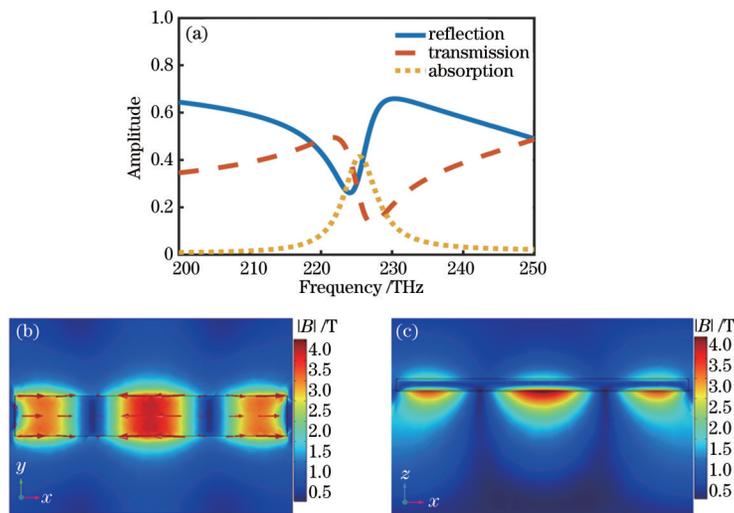


图2 线性仿真结果。(a)垂直入射下纳米光学天线的吸收率、反射率和透射率；(b)  $x$ - $y$ 平面磁场分布和电流密度分布图；(c)  $x$ - $z$ 平面磁场分布图

Fig. 2 Linear simulation results. (a) Simulated absorption, reflection, and transmission of nano antennas at normal incidence; (b) magnetic field and current density distributions in  $x$ - $y$  plane; (c) magnetic field distribution in  $x$ - $z$  plane

基于 hydrodynamic 模型, 结合麦克斯韦方程 [式(2)~(5)] 计算了纳米天线阵列的非线性响应过程, 结果如图 3 所示。其中: 图 3(a) 为入射脉冲光的电场信号, 为高斯脉冲函数 [式(6)]。为了保证该脉冲光不会因为热效应损伤纳米天线阵列, 计算了该脉冲光的峰值功率  $P_M = SE_0^2/Z_0 = 0.045 \text{ W}$ , 其中,  $S$  为超材料一个周期的面积,  $E_0$  为峰值电场振幅,  $Z_0$  为波阻抗。该峰值功率要小于之前实验中的  $0.100 \text{ W}$  平均功率; 另外, 在文献 [28] 中, 在金结构体积差不多的情况下, 入射光峰值功率可以达到  $0.204 \text{ W}$ 。因此, 该强度的脉冲不会损伤纳米天线阵列。图 3(b) 为入射光经过样品后的  $y$  分量的透射信号, 可以看出该信号依然是高斯脉冲信号。图 3(c) 为对图 3(b) 进行傅里叶变换后得到的频域谱, 可以清楚地看到基波 (FW)、二次谐波 (SHG) 和低频处的太赫兹波 (THz) 这三个峰; 其中二次谐波是和频过程产生的, 而太赫兹波是差频过程产生的, 这里只关心太赫兹波产生的过程。图 3(d) 则为对图 3(b) 进行低通滤波后得到的太赫兹波的时域信号, 该信号具有双极的特性。根据这些结果, 可以得

出如下结论: 1) 该纳米天线阵列在  $x$  偏振的脉冲光激发下通过差频效应产生了太赫兹波; 2) 产生的太赫兹波的偏振方向与入射光的偏振方向垂直, 这其实是由等离子体共振所导致的; 3) 产生的太赫兹波具有较宽的频谱, 达到了  $10 \text{ THz}$ , 这比常见的二维半导体材料所产生的太赫兹波的频宽要宽 [29]。根据入射光的峰值电场以及太赫兹信号的峰值电场, 进一步计算了纳米光学天线阵列的太赫兹波的转换效率  $\eta = E_0/E_{\text{THz}} \approx 2.0 \times 10^{-7}$ , 其中,  $E_{\text{THz}}$  为产生的太赫兹波的电场振幅, 该值要高于开口谐振环型超材料 (约  $0.3 \times 10^{-7}$ ) [25], 而且也比通常用于太赫兹产生的晶体的转化效率高。这主要是由纳米天线阵列中的局域电场增强效应所决定的。通过计算也得到了电场  $x$  分量, 但是由于入射光的电场分量都是  $x$  方向的, 因此  $x$  方向具有较大的噪声, 太赫兹波的  $x$  分量基本淹没在噪声中。由于太赫兹辐射主要来源于等离激元共振, 因此当入射频率为  $225 \text{ THz}$  时, 产生的太赫兹辐射最强。频率大于或者小于  $225 \text{ THz}$  的位置并不是等离激元共振最强的位置, 因此产生的太赫兹辐射也会变小, 转化效率也会随之降低。

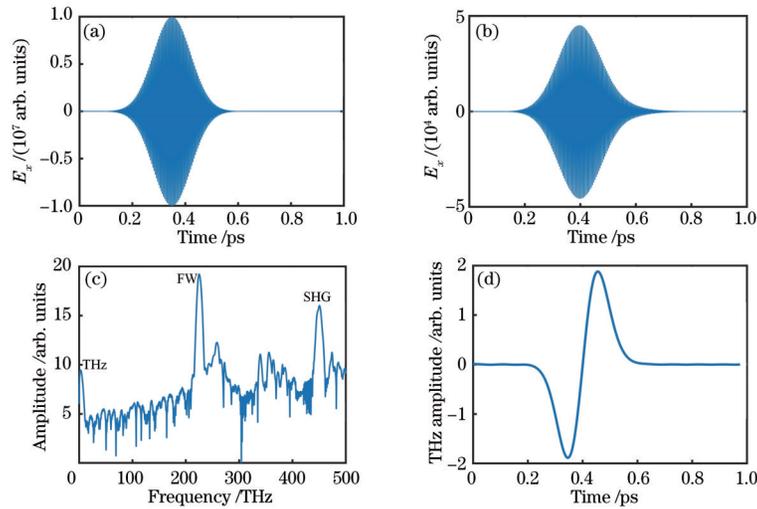


图 3 非线性仿真结果。(a) 入射光的电场时域信号; (b) 纳米光学天线阵列  $y$  方向的透射电场信号; (c) 对  $y$  方向的透射信号进行傅里叶变换后得到的频谱; (d) 对  $y$  方向透射信号进行低通滤波后得到的太赫兹时域波形

Fig. 3 Nonlinear simulation results. (a) Time domain signal of electric field of incident pulse; (b) transmitted time-domain signal of nano optical antenna along  $y$  direction; (c) frequency-domain signal of antenna obtained by Fourier transformation from transmitted time-domain signal along  $y$  direction; (d) time-domain THz signal of antenna after low pass filtering from signal from transmitted time-domain signal along  $y$  direction

产生的太赫兹脉冲宽度和激发光的脉冲宽度密切相关, 为了进一步研究其中的变化规律, 进行变脉冲宽度的研究, 如图 4 所示。其中: 图 4(a) 为不同脉宽的入射光激发下产生的  $y$  方向太赫兹时域信号; 图 4(b) 为对图 4(a) 进行傅里叶变换后得到的对应的太赫兹频谱。从图 4 可以明显观察到太赫兹波的脉宽和峰值频率与入射光的脉宽呈现规律性变化。根据非线性光学的原理, 二阶非线性极化率正比于入射光电场的平方, 参考文献 [25], 可以将入射的高斯脉冲 [式(6)中的  $t_0 = 0 \text{ ps}$ ,  $d_t = \tau$ ,  $\omega = \omega_0$ ] 代入下列公式:

$$P^{(2)}(t) \propto E^2(t) = \frac{1}{2} \cos(2\omega_0 t + 2\varphi) \exp\left[-2\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right] + \frac{1}{2} \exp\left[-2\left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right], \quad (7)$$

式中:  $\varphi$  为相位延迟;  $\tau$  为入射光脉宽;  $P$  为极化强度;  $E$  为电磁波的电场分量。而高斯函数的傅里叶变换应具有如下形式:

$$\exp\left[-2\left(\frac{t}{d_t}\right)^2\right] \Rightarrow \sqrt{\frac{\pi}{2}} \tau \exp\left(-\frac{\tau^2 \omega^2}{16}\right). \quad (8)$$

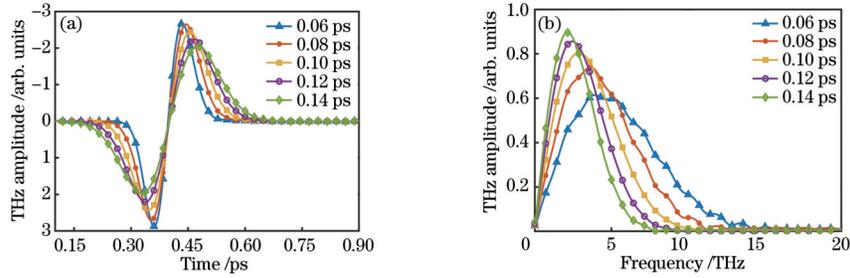


图 4 不同脉宽的入射光激发下的仿真结果。(a)不同脉宽(0.06~0.14 ps)的入射光激发下纳米天线阵列产生的太赫兹时域信号;  
(b)不同脉宽(0.06~0.14 ps)的入射光激发下产生的太赫兹频谱  
Fig. 4 Simulation results under excitation of incident light with different pulse widths. (a) Time-domain terahertz signals excited by incident light with different pulse widths (0.06-0.14 ps); (b) terahertz spectra excited by incident light with different pulse widths (0.06-0.14 ps)

因此,对式(7)进行傅里叶变换后可以得到

$$P^{(2)}(\omega) \propto E^2(\omega) = \exp(2i\varphi) \sqrt{\frac{\pi}{8}} \tau \exp\left[-\frac{\tau^2(\omega - 2\omega_0)^2}{16}\right] + \exp(2i\varphi) \sqrt{\frac{\pi}{8}} \tau \exp\left[-\frac{\tau^2(-\omega - 2\omega_0)^2}{16}\right] + \sqrt{\frac{\pi}{8}} \tau \exp\left(-\frac{\tau^2\omega^2}{16}\right), \quad (9)$$

式(9)中前两项与二次谐波产生有关,而最后一项与太赫兹波产生有关。可以看出产生太赫兹波的脉宽和峰值频率与入射光的脉宽和频率有关。当入射光的脉宽改变时,产生的太赫兹波的脉宽与峰值频率也相应地发生线性改变,这与计算结果一致。

纳米天线阵列具有偏振特性。为了进一步研究不同激发光偏振角度下的太赫兹辐射特性,计算了不同偏振角下的太赫兹产生。图 5(a)为不同偏振角激发下产生的 y 方向的太赫兹信号的频谱。可以发现:随着偏振

角从 0° 改变到 90° (每隔 10°),产生太赫兹的脉宽和峰值频率并没有发生变化,但是产生太赫兹波的振幅从最大变化到了 0。太赫兹波的振幅随偏振角的变化如图 5(b) 所示。由于纳米天线阵列具有对称性,可以看出:该纳米天线阵列的偏振角依赖性具有二重对称性,产生太赫兹波的偏振依赖性可以很好地用  $\cos^2\theta$  函数进行拟合。这也进一步显示该天线阵列产生的太赫兹波和纳米天线阵列的对称性有关,相关的结果与开口谐振环型超材料的太赫兹波辐射的偏振角依赖性基本相同<sup>[5]</sup>。

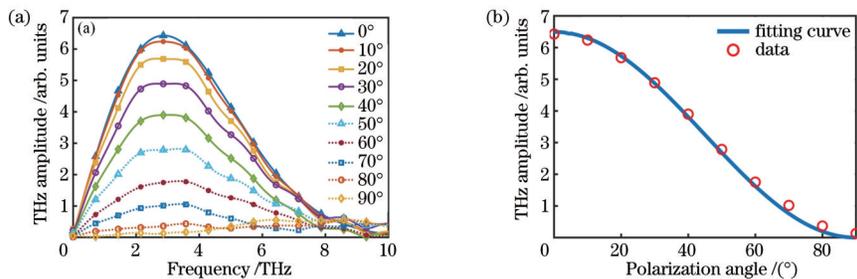


图 5 不同偏振角的入射光激发下的仿真结果。(a)入射光在不同偏振角(0°~90°)激发下产生的太赫兹频谱;(b)太赫兹波的偏振角依赖性  
Fig. 5 Simulation results under excitation of incident light with different polarization angles. (a) THz spectra excited by incident light with different polarization angles (0°-90°); (b) polarization angle dependence of THz wave

### 4 结 论

提出了一种基于纳米光学天线阵列中等离子体模式的太赫兹辐射的模型。该天线通过光整流效应在偏光激发下产生了太赫兹辐射。由于局域电场的增强效果,该天线产生的太赫兹辐射的频宽以及太赫兹辐射的转换效率均高于传统材料。通过计算发现太赫兹辐

射的频宽与入射脉冲光的频宽成正比,太赫兹辐射的中心频率也与入射脉冲光的频宽成正比。该纳米天线阵列具有二重偏振角依赖性,在沿着纳米天线方向的偏振光激发下太赫兹辐射最强,在垂直于纳米天线方向的偏振光激发下太赫兹辐射最弱。本文研究结果有望为等离子体非线性光学的研究提供基础,为非线性光子芯片、太赫兹集成器件的设计及研究提供理论指导。

## 参 考 文 献

- [1] Wood R W. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum[J]. Proceedings of the Physical Society of London, 1902, 18(1): 269-275.
- [2] Fano U. The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (sommerfeld's waves)[J]. Journal of the Optical Society of America, 1941, 31(3): 213-222.
- [3] 张浩驰, 何沛航, 牛凌云, 等. 人工表面等离子体元超材料[J]. 光学学报, 2021, 41(1): 0124001.  
Zhang H C, He P H, Niu L Y, et al. Spoof plasmonic metamaterials[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(1): 0124001.
- [4] Kim S, Jin J, Kim Y J, et al. High-harmonic generation by resonant plasmon field enhancement[J]. Nature, 2008, 453(7196): 757-760.
- [5] Luo L, Chatzakis I, Wang J, et al. Broadband terahertz generation from metamaterials[J]. Nature Communications, 2014, 5: 3055.
- [6] Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology[J]. Nature Photonics, 2007, 1(2): 97-105.
- [7] Yang Y, Yamagami Y, Yu X, et al. Terahertz topological photonics for on-chip communication[J]. Nature Photonics, 2020, 14(7): 446-451.
- [8] Watts C M, Shrekenhamer D, Montoya J, et al. Terahertz compressive imaging with metamaterial spatial light modulators[J]. Nature Photonics, 2014, 8(8): 605-609.
- [9] Deng X, Li L, Enomoto M, et al. Continuously frequency-tuneable plasmonic structures for terahertz bio-sensing and spectroscopy[J]. Scientific Reports, 2019, 9: 3498.
- [10] 谷建强, 王可蒙, 许祎, 等. 基于超材料的太赫兹光电导天线[J]. 中国激光, 2021, 48(19): 1914004.  
Gu J Q, Wang K M, Xu Y, et al. Metamaterials-based terahertz photoconductive antennas[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(19): 1914004.
- [11] 周译玄, 黄媛媛, 靳延平, 等. 石墨烯太赫兹波段性质及石墨烯基太赫兹器件[J]. 中国激光, 2019, 46(6): 0614011.  
Zhou Y X, Huang Y Y, Jin Y P, et al. Terahertz properties of graphene and graphene-based terahertz devices[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(6): 0614011.
- [12] Rice A, Jin Y, Ma X F, et al. Terahertz optical rectification from  $\langle 110 \rangle$  zinc-blende crystals[J]. Applied Physics Letters, 1994, 64(11): 1324-1326.
- [13] Obraztsov P A, Kanda N, Konishi K, et al. Photon-drag-induced terahertz emission from graphene[J]. Physical Review B, 2014, 90(24): 241416.
- [14] Gu P, Tani M, Kono S, et al. Study of terahertz radiation from InAs and InSb[J]. Journal of Applied Physics, 2002, 91(9): 5533-5537.
- [15] 马新发, 张希成. 亚皮秒光整流效应[J]. 物理, 1994, 23(7): 390-393.  
Ma X F, Zhang X C. Sub picosecond optical rectification effect[J]. Physics, 1994, 23(7): 390-393.
- [16] 韩张华, 孙开礼, 蔡阳健. 微纳光学结构与太赫兹辐射产生技术的研究进展[J]. 光学学报, 2021, 41(8): 0823017.  
Han Z H, Sun K L, Cai Y J. Research progress of micro-nano optical structure and terahertz radiation generation technology[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(8): 0823017.
- [17] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, et al. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays[J]. Nature, 1998, 391(6668): 667-669.
- [18] Li Z, Kim M H, Wang C, et al. Controlling propagation and coupling of waveguide modes using phase-gradient metasurfaces[J]. Nature Nanotechnology, 2017, 12(7): 675-683.
- [19] Brolo A G, Arctander E, Gordon R, et al. Nanohole-enhanced Raman scattering[J]. Nano Letters, 2004, 4(10): 2015-2018.
- [20] Liu N, Kaiser S, Giessen H. Magnetoinductive and electroinductive coupling in plasmonic metamaterial molecules[J]. Advanced Materials, 2008, 20(23): 4521-4525.
- [21] Wakano M. Foundations for a treatment of the scattering of light by the hydrodynamical and statistical atom model [J]. Journal of Mathematical Physics, 1961, 2(6): 803-824.
- [22] Zeng Y, Hoyer W, Liu J J, et al. Classical theory for second-harmonic generation from metallic nanoparticles [J]. Physical Review B, 2009, 79(23): 235109.
- [23] Ciraci C, Pouttrina E, Scalora M, et al. Origin of second-harmonic generation enhancement in optical split-ring resonators[J]. Physical Review B, 2012, 85(20): 201403.
- [24] Krasavin A V, Ginzburg P, Wurtz G A, et al. Nonlocality-driven supercontinuum white light generation in plasmonic nanostructures[J]. Nature Communications, 2016, 7: 11497.
- [25] Fang M, Niu K K, Huang Z, et al. Investigation of broadband terahertz generation from metasurface[J]. Optics Express, 2018, 26(11): 14241-14250.
- [26] Crouseilles N, Hervieux P A, Manfredi G. Quantum hydrodynamic model for the nonlinear electron dynamics in thin metal films[J]. Physical Review B, 2008, 78(15): 155412.
- [27] Nicoletti O, Wubs M, Mortensen N A, et al. Surface plasmon modes of a single silver nanorod: an electron energy loss study[J]. Optics Express, 2011, 19(16): 15371-15379.
- [28] Fang M, Shen N H, Sha W E I, et al. Nonlinearity in the dark: broadband terahertz generation with extremely high efficiency[J]. Physical Review Letters, 2019, 122(2): 027401.
- [29] Huang Y Y, Zhu L P, Zhao Q Y, et al. Surface optical rectification from layered MoS<sub>2</sub> crystal by THz time-domain surface emission spectroscopy[J]. ACS Applied Materials & Interfaces, 2017, 9(5): 4956-4965.