

超强激光驱动天线靶的太赫兹辐射物理特性研究

李星火 卓红斌 邹德滨

国防科学技术大学理学院, 湖南 长沙 410073

摘要 利用激光与等离子体相互作用产生超强太赫兹辐射的研究成为国内外研究的热点。基于Smith提出的线形天线辐射理论,对超强超短激光脉冲驱动天线靶产生太赫兹的辐射特性进行研究,建立了完备的辐射空间分布和频谱空间分布表达式。利用激光脉冲长度与天线长度的比值对辐射场分布的影响,讨论了固定天线长度时的最佳激光脉冲长度,以及固定激光条件时,天线长度对辐射场的频谱和空间分布的调制作用。理论分析结果表明,激光脉冲长度决定了辐射频率范围,激光脉冲长度与天线长度的比值决定了辐射场峰值的方向和频谱分布,为设计合理实验方案提供理论依据。

关键词 激光技术;等离子体物理;天线;太赫兹辐射;超强激光;频谱

中图分类号 O539

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0314003

Study of Ultra-Intense Laser Driven Solid Line Emitting Terahertz Wave

Li Xinghuo Zhuo Hongbin Zou Debin

College of Science, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China

Abstract The ultra-intense terahertz radiation from laser plasma interaction is widely studied. The terahertz radiation from ultra-intense laser pulse driven wire target is studied by using the radiation theory of antenna proposed by Smith. The expressions of the radiation field are obtained and the space radiation field and frequency spectrum are presented. Based on the study of the influence of the ratio of laser duration to target length on radiation field distribution, the optimum laser duration for a constant target length is discussed, and the modulation of the target length on the radiation field for a constant laser condition is obtained. Theoretical analysis indicates that the range of frequency is determined by the laser duration, and the distribution of spectrum is determined by the ratio of laser duration to target length, which provides theoretical basement for the experiment design.

Key words technique; plasma physics; antenna; terahertz radiation; ultra-intense laser; frequency spectrum

OCIS codes 140.3390; 140.7090; 140.3460

1 引 言

太赫兹(THz)辐射是频率介于0.1~10 THz波段,波长位于可见光和微波之间的电磁辐射。相比于传统的X射线光源,它具有相干、低能、高穿透等独特、优异的特性。同时,由于凝聚态物质的声子频率、大分子的震荡频率在太赫兹波段存在很多特征指纹谱,并包含着非常丰富的物理和化学信息,因此,该辐射在物理、化学、天文学、生命科学和医药科学等基础研究领域具有巨大的科学研究价值和广阔的应用前景^[1-4]。不过,受到晶体材料破坏阈值限制和转换效率低的影响,采用非线性晶体材料光学效应产生太赫兹辐射通常难以获得更高功率,远远不能满足特定应用研究领域对高功率的迫切需求^[5]。

等离子体由于本身不存在非线性破坏阈值,具备产生超强太赫兹辐射的非线性物理特性。利用超强超

收稿日期: 2014-09-09; 收到修改稿日期: 2014-10-15

基金项目: 国家973计划(2013CBA01504)

作者简介: 李星火(1990—),男,硕士研究生,主要从事激光与等离子体方面的研究。E-mail: lixinghuo77@163.com

导师简介: 卓红斌(1974—),男,研究员,硕士生导师,主要从事激光与等离子体方面的研究。

E-mail: hongbin.zhuo@gmail.com(通信联系人)

短脉冲激光与等离子体相互作用,通过激励固有频率振荡或加速电子渡越辐射等多种方式均可以实现太赫兹辐射的激励^[6-14]。相关工作包括在磁化等离子体中通过激光尾波场(一种电子等离子体波)激发产生的Cherenkov辐射^[6-7],不均匀等离子体中激发等离子体尾波场并通过线性模式转换产生的宽带超强辐射机制等^[8]。利用激光尾波场加速电子或激光固体靶相互作用在前表面产生的高能电子穿越等离子体真空界面,也可以激发渡越辐射并产生强太赫兹辐射^[12-13]。另外,本课题组在与日本大阪大学合作开展的实验研究表明,通过设计特殊的固体靶结构,即在固体靶表面精细加工周期性光栅结构,实验室条件下可以实现相对论电子束产生、定向输运以及与周期性光栅耦合并激励超强远红外甚至太赫兹电磁辐射^[14]。

近期, Li等^[15]提出了利用超强激光与天线靶作用产生太赫兹辐射的物理方案。该方案利用激光加速产生的逃逸电子并导致天线靶产生回流电流,以类似天线形式辐射超强太赫兹波。通过调整辐射激光脉冲长度,激励产生的太赫兹辐射功率密度可以达到 10^9 W/rad。不过,上述研究工作中,忽略了回流电流沿天线靶传输过程对于辐射特性的影响,因此建立的理论模型主要适用于激光脉冲长度远大于天线靶长度条件。本文利用Smith提出的线形天线辐射理论^[16-17],对超短脉冲激光与天线靶作用产生辐射特性进行细致研究,通过建立完备的辐射空间分布和频谱空间分布表达式,重点研究了激光脉冲长度与天线靶长度比对辐射场辐射强度分布、频谱分布和辐射总能量的影响,讨论了天线长度不变和激光条件不变两种情况下的辐射特性。

2 主要研究内容与结果

超强超短脉冲激光驱动天线型固体靶并激励太赫兹辐射的简化物理模型如图1所示,其中天线沿 z 轴方向放置,长度为 $2h$,中心位置位于原点 O 处。当一束强脉冲激光从左端入射并聚焦到天线靶顶端 A ,受激光有质动力作用,靶顶端前表面会形成大量超热电子。超热电子迅速穿越固体靶并在靶后形成非中性鞘层。尽管鞘层中存在的强电荷分离场能够抑制大部分超热电子逃逸靶面,但仍有部分高能电子克服静电场势垒,离开靶顶端并成为自由电子。受自由电子逃逸影响,激光作用端与非作用区域形成电势差并导致背景冷电子回流。

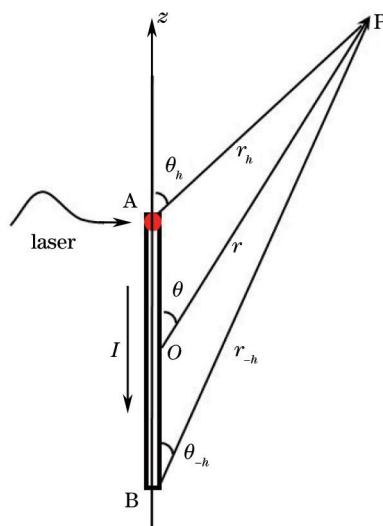


图1 激光驱动太赫兹辐射的天线模型示意图

Fig.1 Schematic diagram of laser driven terahertz radiation model

根据文献[15],对于所研究的太赫兹辐射的天线尺度,可以忽略天线电导率对电流传输的影响。同时假设激光焦斑大小远大于天线横向尺度且远小于天线长度,近似认为瞬时电流以点源形式沿天线靶天线表面以光速 c 传播。人为定义激励电流到达天线底端时被完全吸收,参照文献[16-17]的理论求解方法,电流的一维分布形式可以表示为

$$I(z, t) = I_s[t + (z - h)/c][U(z + h) - U(z - h)], \quad (1)$$

式中 $I_s(t)$ 为瞬时电流, $U(z) = 1/2[1 + \text{sgn}(z)]$ 为单位阶跃函数。

定义上述电流形式为基本天线振子单元,其辐射电场的近场和远场分布均可以表示为^[16-17]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \frac{c\mu_0}{4\pi r \sin \theta} \left[(\cos \theta_h - 1) I_s \left(t - \frac{r_h}{c} \right) \boldsymbol{\theta}_h + (1 - \cos \theta_{-h}) I_s \left(t - \frac{r_{-h}}{c} - \frac{2h}{c} \right) \boldsymbol{\theta}_{-h} \right], \quad (2)$$

式中 r 是原点 O 到观察点 P 的距离, θ 为对应的观测角度。带下标 h 和 $-h$ 的分别是以顶端 A 和底端 B 为参考点的球坐标。 μ_0 是真空中磁介质的常数。根据(2)式,辐射总场可以被看作是两个激励点源产生的相对于 z 轴呈现轴对称特性的辐射场的迭加。其中,(2)式右边第一项可被看作是激光作用瞬时顶端 A 产生电流源的辐射场,第二项则可被看作是激励电流源传输到天线靶底端 B 被吸收时产生的辐射场,两者时间差为 $2h/c$ 。辐射场强度由激励电流的幅值和激励源时间差决定。

当 $r \gg h$ 时, $\theta_h \approx \theta_{-h} \approx \theta$, 远场辐射电场可以简化为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \frac{\mu_0 c (\cos \theta - 1)}{4\pi r \sin \theta} \left[I_s \left(t - \frac{r}{c} + \frac{h \cos \theta}{c} \right) - I_s \left(t - \frac{r}{c} - \frac{2h}{c} - \frac{h \cos \theta}{c} \right) \right] \boldsymbol{\theta}. \quad (3)$$

近远场辐射磁场均为

$$\mathbf{B}(\mathbf{r},t) = \frac{1}{c} \mathbf{r} \times \mathbf{E}(\mathbf{r},t). \quad (4)$$

定义激光脉冲时域波形为高斯分布,忽略激光与天线靶相互作用的细致过程,近似认为自由电子出射电流强度与激光脉冲强度成正比关系,则激光脉冲作用下瞬时回流电流可以表示为

$$I_s(t) = I_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau^2}\right), \quad (5)$$

式中 $c\tau = \alpha h$ 为激光脉冲长度, α 为激光脉冲长度与天线靶长度比, I_0 为瞬时回流电流峰值,其大小可以根据实验中测量得到的出射总电荷量 Q 求得^[15]。根据电荷电流关系:

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} I_s(t) dt = I_0 \sqrt{2\pi} \tau, \quad (6)$$

即可得到:

$$I_0 = \frac{Q}{\sqrt{2\pi} \tau}. \quad (7)$$

激励辐射场远场空间辐射能谱的强度分布为

$$\frac{d^2 \mathcal{E}}{d\Omega d\omega} = \frac{r^2}{\mu_0} |E(\omega)|^2. \quad (8)$$

将(5)式电流形式代入(2)式并作傅里叶变换,再代入(8)式就可以得到高斯型脉冲激励辐射场强度分布表达式:

$$\frac{d^2 \mathcal{E}}{d\Omega d\omega} = \frac{\mu_0 c I_0^2 \tau^2}{8\pi^3} \exp(-\tau^2 \omega^2) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin^2[h\omega(1 + \cos \theta)/c]. \quad (9)$$

对上式做频率积分,就可以得到单位立体角内的辐射强度分布的表达式:

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\Omega} = \frac{\mu_0 c I_0^2 \tau}{8\pi^{3/2}} \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{h^2(1 + \cos \theta)^2}{c^2 \tau^2}\right) \right]. \quad (10)$$

通过对整个空间的辐射进行积分,可以得到总的辐射能量:

$$\mathcal{E} = \int_0^\pi \frac{d\mathcal{E}}{d\Omega} 2\pi \sin \theta d\theta = \frac{\mu_0 c I_0^2 \tau}{4\sqrt{\pi}} \int_0^\pi \frac{(1 - \cos \theta)^2}{\sin \theta} \left[1 - \exp\left(-\frac{h^2(1 + \cos \theta)^2}{c^2 \tau^2}\right) \right] d\theta. \quad (11)$$

利用(2)~(11)式,可以完备描述高斯型脉冲激光驱动天线靶激励辐射场的近远场分布特性。

首先,固定激励源电流峰值强度,分析不同的激励脉冲长度与天线长度比值 α 对激励的空间辐射特性分布的影响。图 2(电场强度归一化)给出 $t=5h/c$ 时刻 4 组不同 α 值条件下激光脉冲激励的远场辐射电场分布。根据理论分析结果,辐射场分布实际上可以等效视为激励源 A 和终端 B 产生的两个辐射场的叠加。图 2(a)~(d)均反映出类似的激励特征。当激励脉冲在激励源位置 A 产生并沿天线靶传输的同时,以激励源 A 为球心

的第一个球形波阵面形成并以光速向四周传播。当激励源到达天线靶终端B,以终端B为球心的第二个电场方向相反的球形波阵面形成并同样以光速扩散,两个时间差为 $2h/c$ 的辐射场迭加形成辐射总场。受时间差效应影响,辐射电场空间分布明显依赖于激励源长度与天线靶长度比值 α 。其中, $\alpha=1$ 时,辐射脉冲信号峰值方向与天线垂直面方向存在较小夹角(约 10°),且辐射脉冲长度较长,如图 2(a)所示。当 α 不断减小时,辐射场峰值方向发生偏移,逐渐沿天线靶反向方向靠拢,如图 2(b)~(d)所示。与此同时,其辐射脉冲长度也明显变窄,脉冲信号强度则显著增强。当 α 由 1 减小到 0.05,辐射场峰值角度与天线垂直面方向夹角接近 80° ,辐射电场强度峰值由 0.61 增强到 5,提高了接近一个数量级。

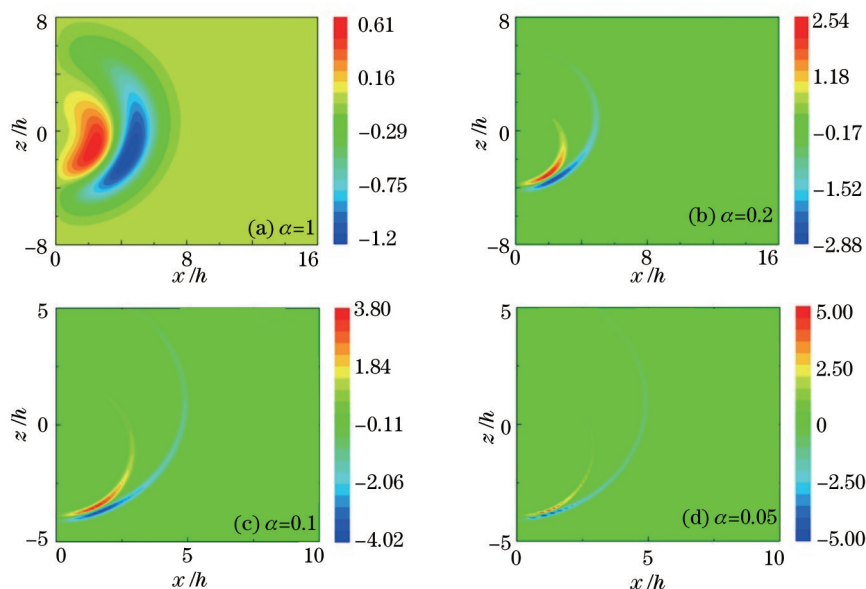


图 2 不同脉冲长度与天线长度比 α 条件下的辐射电场的二维空间分布图

Fig.2 Spatial distribution of radiation electric field under different ratios α of laser duration to target length

图 3 给出了图 2 的空间辐射场对应的二维波数分布图,图中坐标 k 以 $1/h$ 为归一化单位。当 $\alpha=1$ 时,图 3(a)显示辐射场频谱强度分布相对连续且方向差异性并不明显。随 α 值不断减小,图 3(b)~(d)显示激发辐射场的频谱强度分布发生显著变化。首先,辐射场辐射最强频率分布区域明显变窄,这表明短脉冲激发的辐射

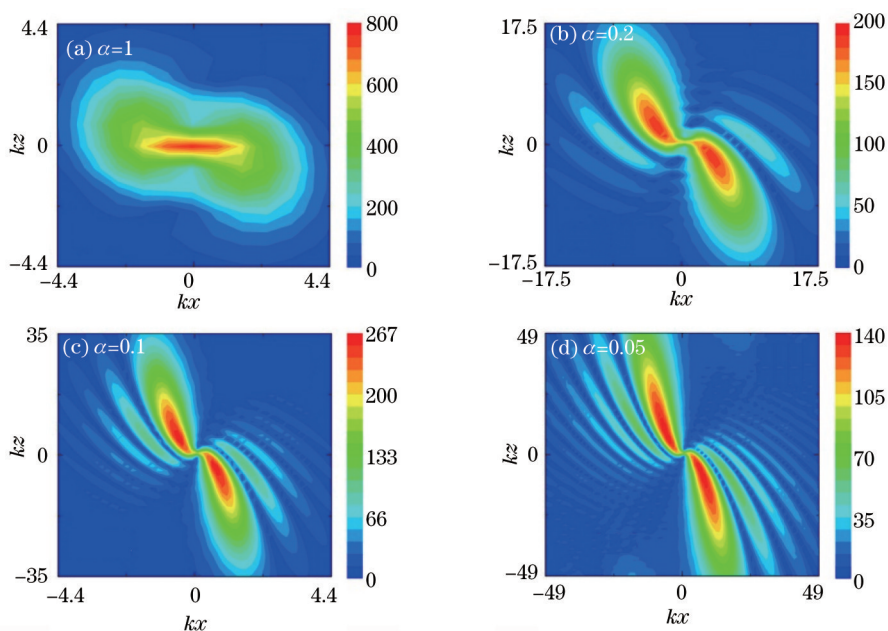


图 3 不同脉冲长度与天线长度比 α 条件下激励辐射电场的二维波数分布图

Fig.3 Wavenumber distribution of radiation electric field under different ratios α of laser duration to target length

场主要能量能够集中在较小发射角度里,具有更好的辐射方向性。其次,远场测量得到的辐射场频谱随空间观测角度的不同存在明显差异。尤其是当 $\alpha \ll 1$ 时,辐射场高次谐波明显出现,且激发谐波阶数明显增加。其中,谐波阶数从图 3(b)显示的 3 阶上升至图 3(d)的 10 阶。显然,频域展宽必然对应辐射脉冲时域信号的脉冲窄化效应,该效应与图 2 给出的辐射分布图是一一对应的。此外,从图中能够得到,若保持激光脉冲长度不变,则图中的 h 应理解为原来的 $1/\alpha$,即频率范围 $kc/2\pi$ 变为图中的 α 倍,基本为一常数;若保持天线长度不变,图中的频率范围 $kc/2\pi$ 与激光脉冲长度成反比,这说明辐射频率范围是由激光脉冲长度决定的。

图 4 中变量已归一化,图 4(a)给出固定天线长度改变激励激光脉冲长度得到的 4 组辐射远场辐射强度与空间角度关系图。显然,4 组参数条件下辐射强度均存在明显的角向分布特性。当 $\theta=0$ 时,辐射强度为零。随 θ 增大,辐射强度逐渐增强并达到峰值。当 θ 继续增大,强度出现明显减小,并在 $\theta=\pi$ 时强度衰减为 0。当激光脉冲较长时($\tau=h/c$),辐射角分布明显较宽,其最强方向接近 $\theta=\pi/2$,其归一化峰值为 0.8。当激光脉冲较短时($\tau=h/10c$),辐射角分布明显变窄,其最强方向靠近 $\theta=\pi$ 方向,峰值强度为 1.2。随激光脉冲长度变短,其激励电流源总能量是不断减小的。但是我们注意到,尽管相应产生的辐射的脉冲长度不断减小,但其产生的辐射峰值呈现线性增大,且幅度趋近饱和。这表明辐射总能量很可能与激励脉冲长度存在优化条件。图 4(b)给出固定天线长度条件下远场辐射总能量与激励激光脉冲长度的关系图。图中显示,当激励脉冲长度约为 $\tau=0.6h/c$ 时,辐射总能量达到峰值。当激励脉冲长度小于该优化长度时,辐射总能量出现明显减小。当激光脉冲长度大于优化长度时,尽管激励源能量不断增长,其辐射总能量却出现缓慢的下降趋势。

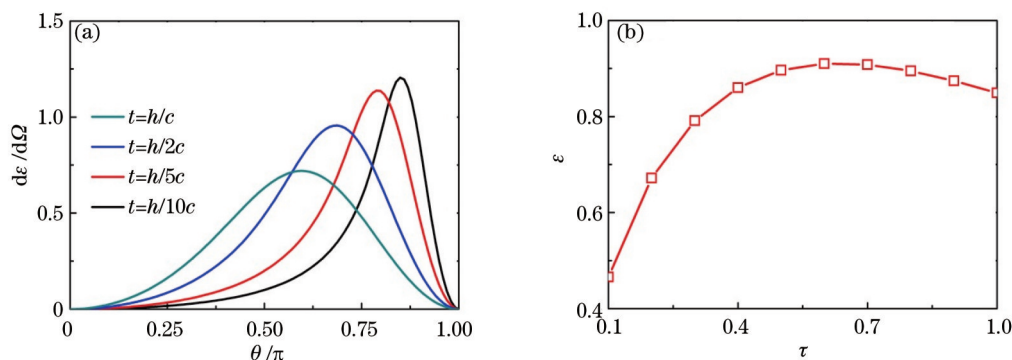


图 4 (a)固定天线长度条件下不同脉冲长度激光激发辐射场强度与空间角度关系图; (b)固定天线长度条件下辐射场总能量与激光脉冲长度关系图

Fig.4 (a) Relationship between radiation intensity and spatial angle under different laser durations with a constant antenna length; (b) relationship between radiation energy and laser duration with a constant antenna length

图 5(a)(变量归一化)给出固定激光脉冲长度仅改变天线长度得到的远场辐射强度与空间角度关系图。随着天线长度变长,辐射空间强度峰值角度会不断向天线表面靠近,且辐射强度迅速增长。当天线较长时

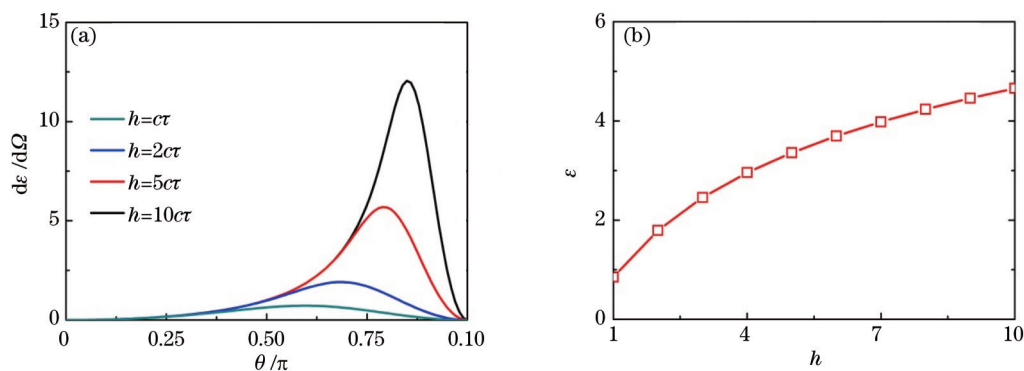


图 5 (a)相同激光条件下的不同天线长度激发辐射场强度与空间角度关系图; (b)相同激光条件下的辐射场总能量与天线长度关系图

Fig.4 (a) Relationship between radiation intensity and spatial angle under different antenna lengths with a constant laser duration; (b) relationship between radiation energy and antenna length with a constant laser duration

($h=10c\tau$), 辐射的峰值能够达到 12, 是短天线情况下($h=c\tau$)的 10 倍以上。相比较图 4(a)中改变激光脉冲长度条件, 改变天线长度辐射强度的增长更加明显, 这是因为天线的长度的增长不会改变激励源的能量, 只减少靠近天线表面辐射场的叠加区域, 由于源和端点的辐射场都是随着角度的增加强度不断增强, 因此叠加区域的减小会明显提高辐射的峰值强度。这说明利用长天线, 可以在天线表面获得很强的辐射场。对于给定的激光条件, 不同天线长度对应的辐射总能量如图 5(b)(变量以 h 归一化)所示。随着天线长度的变长, 天线源和端点的辐射场的叠加部分不断减少, 辐射的总能量会随天线长度增大呈现线性增长并趋于饱和。

通过上述分析表明, 激光脉冲长度决定了辐射场的基本频率范围, 通过选择激光脉冲长度与天线长度比值关系则可以调整辐射场峰值的方向性和频谱分布。例如, 为了获得太赫兹波段的辐射, 可选择激光的脉冲长度为 $c\tau=15 \mu\text{m}$, 则所得到的基本辐射频率范围会集中在 10 THz 以内。参考文献[15]给出的相关参数, 激光作用于天线并激发出电子的电荷量为 0.5 nC, 则根据(7)式得产生的回流电流强度 $I_0=4 \text{ kA}$ 。通过选择与脉冲长度相当的短天线, 例如 $2h=30 \mu\text{m}$ (满足 $h=c\tau$), 则对应的辐射特性如图 2(a)和 3(a)所示。其频谱分布是以 $f=kc/2\pi=14.0 \text{ THz}$ 为截止频率的连续辐射频谱, 且大部分能量都集中在低频部分。利用(10)式和(11)式, 可以得到单位立体角内的辐射能量峰值为 $4.8 \mu\text{J}/\text{rad}$, 其辐射的总能量为 $10 \mu\text{J}$ 。对于长度远大于激光脉冲长度的天线, 例如 $2h=300 \mu\text{m}$ (满足 $h=10c\tau$), 则对应的辐射特性则如图 2(c)和 3(c)所示。其辐射频谱是以 $f=kc/2\pi=11.1 \text{ THz}$ 为截止频率的辐射频谱。对于这种长度的天线, 其单位立体角内的辐射能量的峰值为 $81 \mu\text{J}/\text{rad}$, 辐射的总能量可以达到 $52 \mu\text{J}$ 。

3 结 论

利用天线模型对激光与天线靶相互作用产生辐射的过程进行研究, 给出了不同激光脉冲长度与天线长度比 α 对应辐射的空间分布和频谱空间分布。对于给定天线长度, 通过不同激光脉冲长度的辐射对比, 发现窄脉宽激光激发的辐射频率较高, 辐射方向性也较好。对于实际激光条件一定的情况下, 改变天线长度, 可以对得到的辐射场的空间分布和辐射频率特性进行调制, 短天线有利于得到连续的太赫兹频谱, 长天线有利于得到具有多阶高次谐波的方向性较好的太赫兹辐射频谱。为了得到最强的有应用价值的太赫兹辐射, 可以合理调节激光脉宽与天线长度之间的关系, 并且选取合适脉冲长度的激光作为驱动源, 使辐射主要集中在太赫兹波段。利用等离子体无击穿阈值的特性, 提高激光的强度, 激发的回流电流会增强, 由回流电流导致的太赫兹辐射强度与回流电流的平方成正比, 因此可以采用这种方案获得超强的太赫兹辐射。

参 考 文 献

- 1 X C Zhang, B B Hu, J T Darrow, *et al.*. Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces [J]. Appl Phys Lett, 1990, 56(11): 1011–1013.
- 2 Han Hao, Wu Dongwei, Liu Jianjun, *et al.*. A terahertz metamaterial analog of electromagnetically induced transparency [J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(4): 0423003.
韩 昊, 武东伟, 刘建军, 等. 一种太赫兹类电磁诱导透明超材料谐振器[J]. 光学学报, 2014, 34(4): 0423003.
- 3 Zhang Jingshui, Zhu Weiwen, Zhao Yuejin, *et al.*. Passive THz imaging system based on the crank-rocker mechanism [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(12): 1211006.
张镜水, 朱维文, 赵跃进, 等. 基于曲柄摇杆机构的被动太赫兹波成像系统[J]. 光学学报, 2013, 33(12): 1211006.
- 4 Yu Zhuzheng, Tang Xiaoli, Wang Xinran, *et al.*. Transmission characteristics of elliptical terahertz hollow fiber with dielectric and metallic inner coatings [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(9): 0906009.
余主正, 汤晓黎, 王欣然, 等. 介质金属膜椭圆太赫兹空芯光纤的传输特性研究[J]. 光学学报, 2013, 33(9): 0906009
- 5 K Reimann. Table-top sources of ultrashort THz pulses [J]. Repts on Prog in Phys, 2007, 70(10): 1597–1632.
- 6 N Yugami, T Higashiguchi, H Gao, *et al.*. Experimental observation of radiation from cherenkov wakes in a magnetized plasma [J]. Phys Rev Lett, 2001, 89(6): 065003.
- 7 J Yoshii, C H Lai, T Katsouleas, *et al.*. Radiation from cherenkov wakes in a magnetized plasma [J]. Phys Rev Lett, 1997, 79(21): 4194–4197.
- 8 Z M Sheng, K Mima, J Zhang, *et al.*. Emission of electromagnetic pulses from laser wakefields through linear mode conversion [J].

- Phys Rev Lett, 2005, 94(9): 095003.
- 9 Y T Li, W M Wang, C Li, *et al.*. High power terahertz pulses generated in intense laser-plasma interactions [J]. Chinese Physics B, 2012, 21(9): 095203.
- 10 C C Cheng, E M Wright, J V Moloney. Generation of electromagnetic pulses from plasma channels induced by femtosecond light strings [J]. Phys Rev Lett, 2001, 87(21): 213001.
- 11 S Tzortzakis, G Méchain, G Patalano, *et al.*. Coherent subterahertz radiation from femtosecond infrared filaments in air [J]. Opt Lett, 2002, 27(21): 1944-1946.
- 12 W P Leemans, C G R Geddes, J Faure, *et al.*. Observation of terahertz emission from a laser-plasma accelerated electron bunch crossing a plasma-vacuum boundary [J]. Phys Rev Lett, 2003, 91(7): 074802.
- 13 W K Ding, Z M Sheng, W S Koh. High-field half-cycle terahertz radiation from relativistic laser interaction with thin solid targets [J]. Appl Phys Lett, 2013, 103(20): 204107.
- 14 Z Jin, Z L Chen, H B Zhuo, *et al.*. Tunable radiation source by coupling laser-plasma-generated electrons to a periodic structure [J]. Phys Rev Lett, 2011, 107(26): 265003.
- 15 Z C Li, J Zheng. Terahertz radiation from a wire target irradiated by an ultra-intense laser pulse [J]. Phys Plasmas, 2007, 14(5): 054505.
- 16 G S Smith. Teaching antenna radiation from a time-domain perspective [J]. American J Phys, 2001, 69(3): 288-300.
- 17 G S Smith, T W Hertel. On the transient radiation of energy from simple current distributions and linear antennas [J]. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2001, 43(3): 49-63.

栏目编辑: 张 雁