

Z 箍缩内爆产生的电磁脉冲辐射*

但加坤[†] 任晓东 黄显宾 张思群 周少彤 段书超 欧阳凯
蔡红春 卫兵 计策 何安 夏明鹤 丰树平 王勳 谢卫平

(中国工程物理研究院流体物理研究所, 脉冲功率科学与技术重点实验室, 绵阳 621900)

(2013年8月6日收到; 2013年9月10日收到修改稿)

讨论了 Z 箍缩内爆产生的低频电磁脉冲的辐射特性. Z 箍缩驱动金属丝阵或固体套筒高速内爆, 部分磁能通过负载的运动耦合而向外辐射. 理论结果表明, 电磁脉冲辐射功率由电流和内爆轨迹共同决定. 在中国工程物理研究院流体物理研究所的初级实验平台上开展了负载电流为 7 MA, 10%—90% 上升时间 65 ns 的丝阵 Z 箍缩实验, 根据实验测得的电流和内爆轨迹得到了电磁脉冲的辐射功率和频谱. 电磁脉冲峰值功率约为 1 GW, 能量约为 0.5 J, 能量转换效率约为 10^{-7} ; 峰值频率位于 20—70 MHz, 具有较宽的辐射频谱. 电磁脉冲辐射参数远小于软 X 射线辐射参数 (峰值功率为 50 TW, 能量为 0.5 MJ). 在弱相对论条件下, 电磁脉冲辐射功率近似地正比于电流的 6 次方, 随电流急剧增大. 软 X 射线辐射是丝阵 Z 箍缩过程中的主要能量转换形式, 本文的研究结论表明, 在更高的驱动电流下, 电磁脉冲辐射将提供另一种重要的能量转换途径, 势必会对诊断设备造成严重影响; 此外, 这类强电磁脉冲在其他领域也具有潜在的应用价值.

关键词: Z 箍缩, 内爆, 电磁脉冲

PACS: 52.59.Qy, 52.58.Lq, 52.70.-m

DOI: 10.7498/aps.62.245201

1 引言

脉冲功率装置驱动的 Z 箍缩实验已成为研究惯性约束聚变^[1,2]、实验室天体物理^[3,4]和高能量密度物理^[5,6]的重要手段之一. 金属丝阵和固体套筒是两种最为常用的负载类型, 其中丝阵 Z 箍缩实验以极高的能量转换效率 (约为 15%) 提供实验室水平最为明亮的软 X 射线脉冲^[7,8]; 而固体套筒 Z 箍缩可将宏观物体加速到高速运动状态 (10^5 m/s)^[9,10]. 正因如此, 丝阵或套筒 Z 箍缩所产生的低频电磁脉冲常常不予以考虑. 然而忽略低频电磁脉冲的合理性并无实验或理论结果的佐证; 此外, Z 箍缩研究采用了多种诊断设备, 包括功率计、Dante 谱仪、扫描相机和薄膜量热计等^[11], 采取合适的手段可以屏蔽来自大电流放电产生的空间电磁干扰, 然而屏蔽 Z 箍缩自身产生的电磁辐射却非常困

难, 因为这种电磁辐射和 X 射线均来自箍缩等离子体. 因此, 评估 Z 箍缩内爆产生的电磁脉冲等级具有非常重要的现实意义, 这也是本文的主要研究目的. 本文开展了 7 MA 驱动电流下的丝阵 Z 箍缩实验, 根据实验测得的内爆轨迹和负载电流得到了 Z 箍缩内爆产生的低频电磁脉冲. 软 X 射线辐射是丝阵 Z 箍缩过程中的主要能量转换形式, 本文的研究结论表明, 在更高电流驱动的 Z 箍缩过程中, 电磁脉冲辐射也将成为主要能量转换形式之一.

2 电磁脉冲理论模型

流过 Z 箍缩负载的电流峰值达 1—10 MA 量级, 典型上升时间约 100 ns. 电磁理论表明, 时变电流源向外辐射电磁波, 可以预料上述流经负载的时变电流会辐射强电磁脉冲, 实际情形并非如此. 流经负载 (丝阵或套筒) 的电流与流过回流柱的总电流大小近似相等, 方向相反, 而两者在空间上又如

* 国家自然科学基金重点项目 (批准号: 11135007)、中国工程物理研究院科学技术发展基金 (批准号: 2013B0102003) 和流体物理研究所发展基金 (批准号: SFZ20110402) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: eprbell@163.com

此靠近(回流柱到负载初始时刻外边界的距离约 5 mm), 如图 1 所示. 因此, 对于远场的观测者来说, 流经负载和流经回流柱的时变电流在远场产生的电磁辐射相互抵消.

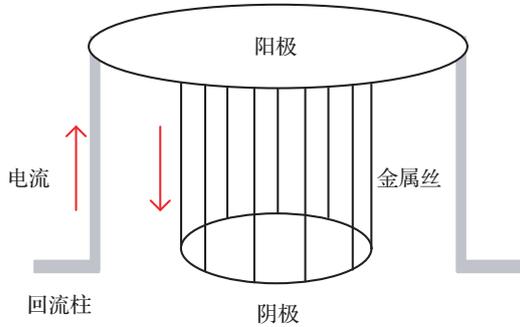


图 1 金属丝阵及负载区结构示意图

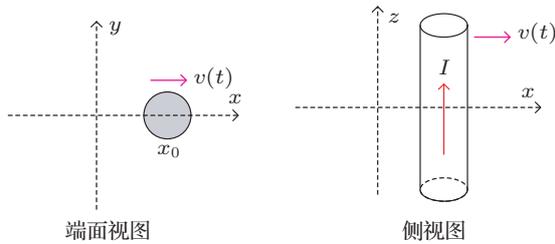


图 2 沿 x 轴运动并携带电流的金属丝示意图

这似乎表明长期以来忽略 Z 箍缩中的低频电磁脉冲是合理的. 然而我们忽略了一个重要的事实: Z 箍缩负载以极高速度向轴心会聚内爆. 在主要的物理过程发生的时间段内, 可认为回流柱没有发生可观的形变和位移, 即认为回流柱静止不动. 倘若丝阵或套筒负载也静止, 则上述两个电流源的远场辐射相互抵消的结论是正确的. 实际情况是负载向轴心高速内爆, 这使得一部分磁能通过负载的剧烈运动耦合而向外辐射. 以一根无限长的携带电流并沿 x 轴运动的金属丝为例 (如图 2 所示). 对于丝阵负载, 在 $r-\theta$ 平面划分网格, 而上述金属丝可以表示只占据一个网格面积的等离子体柱, 它是组成等离子体的微小单元; 对于固体套筒负载也有类似的结论, 即金属丝代表组成套筒的微小单元. 忽略电流在金属丝横截面上的分布, 则金属丝所代表的微截面等离子体柱上的电流密度为

$$\mathbf{j}(x, y, z, t) = I(t)\delta[x - x_0(t)]\delta(y)\hat{\mathbf{z}}, \quad (1)$$

其中, $I(t)$ 为流过金属丝的总电流, $x_0(t)$ 为 t 时刻金属丝的坐标, δ 为 Dirac 函数, $\hat{\mathbf{z}}$ 为 z 方向的单位矢量. 电流密度的时间变化率对辐射有贡献, 由方程

(1) 可知它包括两项

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = [\dot{I}(t)\delta(x - x_0) - I(t)\delta(x - x_0)\dot{x}_0]\delta(y)\hat{\mathbf{z}}, \quad (2)$$

第一项表示流过金属丝的总电流随时间变化, 它反映金属丝内部电子运动状态的变化; 第二项表示作为电流载体的金属丝自身的运动而引起的电流变化. 在我们所考虑的问题中, 第一项对辐射并无贡献, 因为流过负载和流过回流柱的时变电流产生的辐射在远场抵消, 仅第二项才引起远场辐射, 因为回流柱相对于剧烈运动的负载而言近似为静止. 因此, 在计算辐射时可认为总电流不随时间变化 (总电流随时间的变化并不产生远场辐射), 即上述电流密度可改写为

$$\mathbf{j}(x, y, z, t) = I_0\delta[x - x_0(t)]\delta(y)\hat{\mathbf{z}}, \quad (3)$$

电磁场矢势由以下积分给出

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|} d^3\mathbf{r}', \quad (4)$$

其中, ϵ_0 为真空中的介电常数, c 为真空中的光速. 方程 (3) 代入方程 (4) 积分得

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \int \frac{\delta[x' - x_0(t')]}{\sqrt{(x' - x)^2 + y^2 + (z' - z)^2}} dx' dz', \quad (5)$$

其中, μ_0 为真空中的磁导率. Z 箍缩负载的运动满足弱相对论条件, 其运动轨迹的泰勒近似展开为

$$x_0(t') \simeq x_0(t) + \dot{x}_0(t)(t' - t), \quad (6)$$

两个时间变量之间满足关系

$$t' = t - \frac{r_{12}}{c}, \quad (7)$$

其中, $r_{12} = \sqrt{(x' - x)^2 + y^2 + (z' - z)^2}$ 为电流源到观测点之间的距离, 将 (7) 式代入 (6) 式得

$$x_0(t') = x_0(t) - \dot{x}_0(t) \frac{r_{12}}{c} = x_0(t) - \beta r_{12}. \quad (8)$$

定义 $\beta = \dot{x}_0/c = v/c$. 方程 (8) 代入方程 (5) 得电磁场矢势为

$$A_z(\mathbf{r}, t) = -\frac{\gamma\mu_0 I_0}{2\pi} \ln \frac{\sqrt{\gamma^2(x - x_0)^2 + y^2}}{R_0}, \quad (9)$$

其中, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ 为洛伦兹因子, R_0 为选取的矢势为零的参考点. 矢势对时间的偏微分 $-\partial A/\partial t$ 表示电场, 方程 (9) 的时间微分由三项组成, 其中包括静电场分量和辐射场分量, 只有辐射分量才对远场辐射有贡献. 电场的辐射分量为

$$\mathbf{E}_R = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi} \frac{\gamma^2(x - x_0)^2 \dot{\gamma}}{\gamma^2(x - x_0)^2 + y^2}, \quad (10)$$

电场沿 z 方向. (10) 式为组成负载的微截面等离子体柱在远场产生的电场. Z 箍缩负载尺寸仅为 cm 量级, 可认为 $x_0 \ll x$, 并对所有的微截面等离子体柱求和得到整个负载产生的辐射电场为

$$E_R = \frac{\dot{\gamma}\mu_0 I}{2\pi} \frac{\gamma^2 x^2}{\gamma^2 x^2 + y^2}, \quad (11)$$

其中, $I = \sum I_0$ 为流过负载的总电流. 类似地, 磁感应强度等于矢势的旋度:

$$B_x = -\frac{\gamma\mu_0 I}{2\pi} \frac{y}{\gamma^2 x^2 + y^2}, \quad (12)$$

$$B_y = \frac{\gamma\mu_0 I}{2\pi} \frac{\gamma^2 x}{\gamma^2 x^2 + y^2}. \quad (13)$$

辐射功率的角分布为

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{dP}{d\theta} = \mu_0 \gamma \dot{\gamma} \left(\frac{\gamma I}{2\pi} \right)^2 \frac{\cos^2 \theta}{\gamma^2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta}, \quad (14)$$

其中, θ 为 r - θ 平面内的方位角. 弱相对论下 $\gamma \approx 1$, 辐射角分布与柱坐标下的偶极子辐射角分布类似. 对方位角积分得单位长度负载的辐射功率

$$P = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi} \frac{\gamma^2 \dot{\gamma}}{\gamma + 1} \approx \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} \dot{\gamma} \approx \frac{\mu_0 I^2}{4\pi} \beta \dot{\beta}, \quad (15)$$

Z 箍缩内爆速度满足弱相对论条件, 因而方程 (15) 能描述 Z 箍缩内爆所产生的电磁脉冲辐射功率. 辐射功率由负载电流和内爆轨迹决定, 而这两者均可从实验中直接获取. 电磁脉冲辐射功率正比于电流的平方, 正比于洛伦兹因子的时间变化率. 负载的内爆速度远小于光速, 这种情况下电磁脉冲功率正比于内爆速度和内爆加速度的乘积. 内爆加速度正比于洛伦兹力, 因而正比于电流的平方, 而内爆速度亦可近似为正比于电流平方, 代入方程 (15) 可知电磁脉冲峰值功率近似地正比于电流的六次方, $P \propto I^6$. 下面将介绍实验测量的负载电流和内爆轨迹, 据此计算 Z 箍缩内爆产生的电磁脉冲.

3 Z 箍缩内爆实验

实验在中国工程物理研究院流体物理研究所的初级实验平台 PTS (primary test stand) 装置上开展, 充电 60 kV 条件下, 初始储能约 2.5 MJ, 在选用的丝阵负载上产生峰值约 7.0 MA, 10%—100% 上

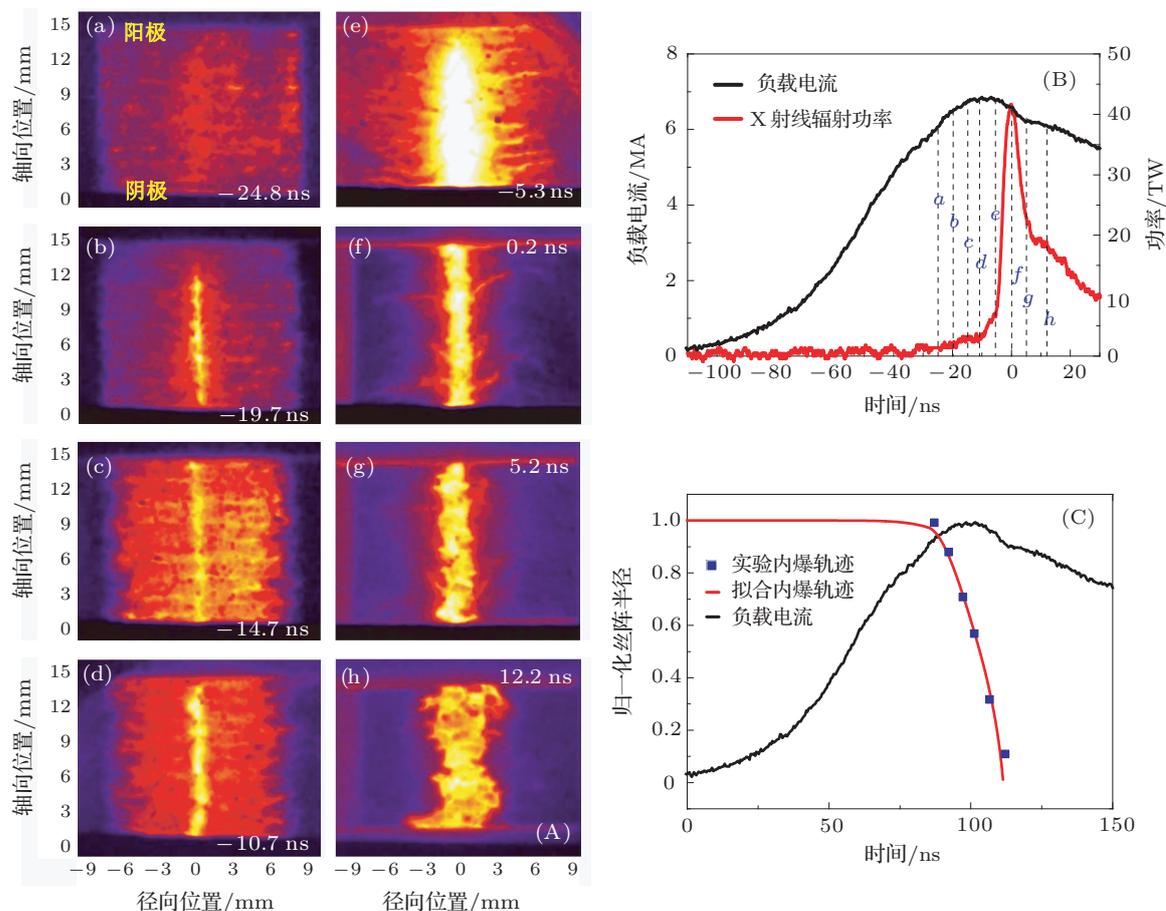


图3 (A) 丝阵 Z 箍缩内爆图像; (B) 内爆图像记录时刻与电流和软 X 射线辐射的时序关联; (C) 实验内爆轨迹及其拟合曲线

升时间约 65 ns 的电流脉冲, 实测的电流波形和软 X 射线辐射功率如图 3(B) 所示, 负载为 132 根直径 7.5 μm 的钨丝构成的单层圆柱丝阵, 丝阵直径 16.8 mm, 丝阵高度 15 mm. 方程 (15) 表明负载电流和内爆轨迹共同决定电磁脉冲的辐射特性, 为此利用纳秒时间分辨的八分幅相机对等离子体的内爆轨迹进行成像, 实验结果如图 3(A) 所示. 每幅曝光时间 2 ns, 图像顶部为阴极, 底部为阳极, 其成像时刻与负载电流以及 X 射线的时序关系如图 3(B) 所示, 选取 X 射线辐射峰值时刻为时间零点. 从图中可看到明显的先驱等离子体柱, 在电流加载的大部分时间内等离子体外轮廓并无显著变化; 主内爆发生在 X 射线辐射峰前约 5 ns, 并在极短 (约为 5 ns) 的时间内等离子体到达轴心. 归一化的等离子体内爆轨迹和负载电流如图 3(C) 所示, 离散数据点是由分幅相机图像确定的实验轨迹, 红色曲线是内爆轨迹实验数据点的拟合曲线, 黑色曲线为归一化电流曲线. 将图 3(C) 中的电流曲线和内爆轨迹代入方程 (15), 并考虑等离子体柱的长度为 15 mm, 得到 Z 箍缩内爆产生的电磁脉冲辐射功率, 如图 4 所示.

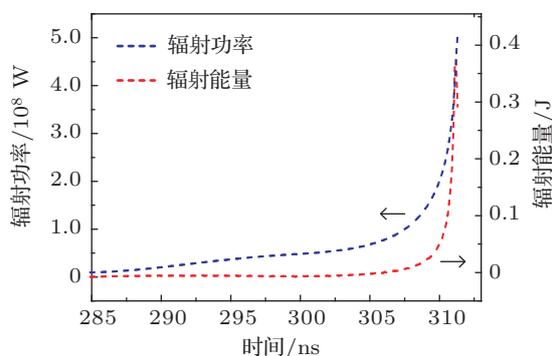


图 4 电磁脉冲辐射功率和辐射能量

最大辐射功率接近 1 GW, 辐射持续时间很短 (约为 10 ns), 这是由等离子体的内爆属性决定的. 在电流加载的大部分时间内等离子体柱并无显著的整体内爆, 仅当接近电流峰值时负载才开始整体内爆并迅速达到轴心滞止, 仅在这一小段时间内才有可观的电磁脉冲辐射. 功率对时间的积分给出的电磁脉冲辐射能量约 0.5 J. 将低频电磁脉冲的辐射功率和能量与软 X 射线的辐射功率和能量进行对比是有意义的, 软 X 射线的峰值功率约 50 TW, 辐射能量约 0.5 MJ, 低频电磁脉冲辐射远低于软 X 射线辐射. 针对 2.5 MJ 的初始储能, 电磁脉冲辐射的能量转换效率约 2×10^{-7} . 电磁脉冲辐射频谱正比于 $v|\gamma(v)|^2$, v 为辐射频率, $\gamma(v)$ 为洛伦兹因子的

傅里叶变换, 由此得出的电磁脉冲辐射谱如图 5 所示, 横坐标为频率 ν , 整个曲线对频率的积分即为辐射总能量. 辐射峰值位于 20—70 MHz, 辐射谱跨越较宽的频率范围, 这是因为在时域上辐射持续时间很短. 上述的讨论和实验均以金属丝阵负载为例, 对于 Z 箍缩固体套筒内爆, 上述处理方法同样适用.

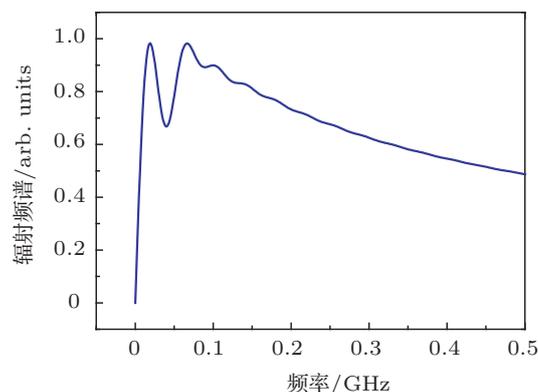


图 5 电磁脉冲辐射频谱

4 结论

Z 箍缩内爆技术以产生强 X 射线脉冲和获得高速内爆的套筒而备受关注, 本文讨论了 Z 箍缩内爆产生的低频电磁脉冲的辐射特性. 流过负载和回流柱的电流大小近似相等, 方向相反, 而且两者在空间上极为接近, 因而并不期望在远场会产生可观的电磁脉冲. 然而在负载以较高速度内爆的过程中, 部分磁能通过负载的运动耦合而向外辐射. 理论结果表明, 电磁脉冲辐射功率由电流和内爆轨迹共同决定: 正比于电流的平方, 正比于洛伦兹因子的时间变化率. 负载的内爆速度远小于光速, 这种情况下电磁脉冲功率正比于内爆速度和内爆加速度的乘积. 在 PTS 装置上开展了充电 60 kV 下的丝阵 Z 箍缩实验, 负载电流峰值 7.0 MA, 10%—90% 上升时间 65 ns. 根据实验测得的电流和内爆轨迹数据计算了电磁脉冲的辐射功率和频谱. 电磁脉冲峰值功率约为 1 GW, 能量为 0.5 J, 能量转换效率为 10^{-7} , 中心频率位于 20—70 MHz. 等离子体柱在电流加载的大部分时间内并无显著运动, 接近电流峰值时刻开始内爆并在几纳秒的时间内达到轴心滞止, 这导致电磁脉冲的持续时间很短, 进而引起电磁脉冲具有较宽的辐射频谱.

7 MA 的驱动能力下, 电磁脉冲峰值功率为 1 GW 量级, 这已经可以对诊断设备造成一定的影响. 提升驱动电流是今后脉冲功率技术发展的必然

趋势, 电磁脉冲辐射功率正比于电流的 6 次方, 可以预料在更大驱动电流下, 电磁脉冲的辐射功率和能量的绝对大小会增大, 而且它在总能量中所占的比重也会增大. 将上述结果向更高驱动电流上外推, 得出的结论是在驱动电流约为 150 MA 时, 电磁脉

冲的辐射能力与软 X 射线辐射能力相当, 成为另一种主要的能量转换途径.

感谢流体物理研究所冲击波物理与爆轰波物理重点实验室的陈自宇博士和计算物理研究室的陈实博士参与本文的讨论及提出的宝贵意见.

-
- [1] Bailey J E, Chandler G A, Slutz S A, Golovkin I, Lake P W, MacFarlane J J, Mancini R C, Burris-Mog T J, Cooper G, Leeper R J, Mehlhorn T A, Moore T C, Nash T J, Nielsen D S, Ruiz C L, Schroen D G, Varnum W A 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 085002
- [2] Ruiz C L, Cooper G W, Slutz S A, Bailey J E, Chandler G A, Nash T J, Mehlhorn T A, Leeper R J, Fehl D, Nelson A J, Franklin J, Ziegler L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 015001
- [3] Remington B A, Drake R P, Ryutov D D 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 755
- [4] Amplefor D J, Jennings C A, Hall G N, Lebedev S V, Bland S N, Bott S C, Suzuki-Vidal F, Palmer J B A, Chittenden J P, Cuneo M E, Frank A, Blackman E G, Ciardi A 2010 *Phys. Plasmas* **17** 056315
- [5] Matzen M K 1997 *Phys. Plasmas* **5** 1519
- [6] Bailey J E, Rochau G A, Mancini R C, Lglesias C A, MacFarlane J J, Golovkin I E, Blancard C, Cosse P, Faussurier G 2009 *Phys. Plasmas* **16** 058101
- [7] Spielman R B, Deeney C, Chandler G A, Douglas M R, Fehl D L, Matzen M K, McDaniel D H, Nash T J, Porter J L, Sanford T W L, Seamen J F, Stygar W A, Struve K W, Breeze S P, McGurn J S, Torres J A, Zagar D M, Gilliland T L, Jobe D O, McKenney J L, Mock R C, Vargas M, Wagoner T 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2105
- [8] Deeney C, Douglas M R, Spielman R B, Nash T J, Peterson D L, L'Epplattienier P, Chandler G A, Seamen J F, Struve K W 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4883
- [9] Martin M R, Lemke R W, McBride R D, Davis J P, Dolan D H, Knudson M D, Cochrane K R, Sinars D B, Smith I C, Savage M, Stygar W A, Killebrew K, Flicker D G, Herrmann M C 2012 *Phys. Plasmas* **19** 056310
- [10] Sinars D B, Slutz S A, Herrmann M C, McBride R D, Cuneo M E, Peterson K J, Vesey R A, Nakhleh C, Blue B E, Killebrew K, Schroen D, Tomlinson K, Edens A D, Lopez M R, Smith I C, Shores J, Bigman V, Bennett G R, Atherton B W, Savage M, Stygar W A, Leifeste G T, Porter J L 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 185001
- [11] Huang X B, Yang L B, Li J, Zhou S T, Ren X D, Zhang S Q, Dan J K, Cai H C, Duan S C, Chen G H, Zhang Z W, Ouyang K, Li J, Zhang Z H, Zhou R G, Wang G L 2012 *Chin. Phys. B* **21** 055206

Electromagnetic pulse emission produced by Z pinch implosions*

Dan Jia-Kun[†] Ren Xiao-Dong Huang Xian-Bin Zhang Si-Qun
Zhou Shao-Tong Duan Shu-Chao Ouyang Kai Cai Hong-Chun
Wei Bing Ji Ce He An Xia Ming-He Feng Shu-Ping
Wang Meng Xie Wei-Ping

(Key Laboratory of Pulsed Power, Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 6 August 2013; revised manuscript received 10 September 2013)

Abstract

In this paper, we represent the radiation characteristics of electromagnetic pulse generated by Z pinch implosion. Magnetic energy which couples with motions of metallic wire arrays or solid liners driven by Z pinch can radiate away. Theoretical results indicate that the radiation power of electromagnetic pulse is determined by both load current and implosion trace. Experiments are carried on primary test stand facility at Institute of Fluid Physics where a current rising to 7 MA in (10%–90%) 65 ns is used to drive a wire array Z pinch. The measured load current and implosion trace show that the Z pinch can deliver about 1 GW, 10 ns full width, 20–70 MHz central frequency, broadband electromagnetic pulse with an energy conversion efficiency of 10^{-7} . Parameters of electromagnetic pulse are much smaller than those of X-ray with a power of 50 TW and an energy of 0.5 MJ. In the approximation of weak relativistic case, the power of electromagnetic pulse which is proportional to sixth power of load current, dramatically increases with current increasing. Soft X-ray radiation is an important channel for dissipating a considerable fraction of energy provided by facility. The results presented here demonstrate that electromagnetic pulse emission in the case of higher load current can cause significant damage to diagnostic devices. Moreover, intense electromagnetic pulse produced by this method may have many potential applications.

Keywords: Z pinch, implosion, electromagnetic pulse

PACS: 52.59.Qy, 52.58.Lq, 52.70.–m

DOI: 10.7498/aps.62.245201

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11135007), the Science and Technology Development Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2013B0102003), and the Development Foundation of Institute of Fluid Physics, China (Grant No. SFZ20110402).

[†] Corresponding author. E-mail: eprbell@163.com