

双束平行入射电子束引导的自注入电子 加速效果的研究*

张枫¹⁾²⁾ 黄硕¹⁾ 李晓锋¹⁾ 余芹¹⁾ 顾彦珺¹⁾ 孔青^{1)†}

1) (复旦大学现代物理研究所, 应用粒子束教育部重点实验室, 上海 200433)

2) (复旦大学物理系, 上海 200433)

(2013年8月4日收到; 2013年9月4日收到修改稿)

在粒子束引导的等离子尾波场加速机制中, 为了加速电子获得最大能量, 大量研究集中于改变单束牵引粒子束的线度、形状、电荷性质等参数. 综合考虑已有的实验结果, 本文提出了一种相比于单束电子牵引更为有效的加速方式, 利用双束平行电子束来加速自注入的电子. 通过 2.5 维粒子程序模拟, 发现在牵引电子束具有相同能量、电量、尺寸的条件下, 通过双束平行电子束加速得到的电子具有长程加速、高能和准单能性的特性. 同时在空泡内形成了一束独特的回流电子, 进一步使得自注入电子具有更好的准直性.

关键词: 电子束尾波场加速, 双束平行电子束, 粒子模拟

PACS: 29.27.Ac, 52.40.Mj, 29.27.-a, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.62.242901

1 引言

传统的粒子加速器, 例如采用射频腔加速的加速器, 由于射频腔材料的电离击穿限制, 其加速电场被限制在 100 MV/m 之内. 为了得到更好的加速质量, 等离子体开始被广泛应用于加速领域. 这是因为等离子体不存在电离击穿的问题, 是一种理想的加速介质. 目前的实验已经证明, 利用驱动源 (激光或粒子束) 激发等离子体尾波场得到的加速电场可高达 100 GV/m.

目前等离子加速器^[1]已经发展出了等离子体尾波场加速 (PWFA)^[2-4]、等离子拍波加速 (PBWA)^[5,6]、激光尾波场加速 (LWFA)^[6-8] 和自调制激光尾波场加速 (self-modulated LWFA) 等不同的加速机制. 从 20 世纪 80 年代起, 粒子束引导的 PWFA 得到深入的研究, 由于其具有高加速梯度、高能量转换效率以及良好的加速电子质量^[9], PWFA 机制被认为是制造下一代高能线性加速对撞机

的理想方案^[10].

在粒子束引导的等离子体尾波场加速中, 往往用能量转换比 R ^[11] (加速电子获得的最大能量/入射电子损失的最大能量) 的大小评判加速质量. 为了得到更高的 R 来优化加速质量, 提出了许多方法: 1) 外注入电子加速 (利用在尾波场中额外注入的一束低能电子团加速^[12]), 基于此又衍生出诸如将入射电子束的形状变为三角形^[8,13] (外注入)、采用多束电子直线排列入射^[14] (外注入)、利用入射电子束自身加速^[15]、利用质子束激发尾波场加速^[16] 等加速方案; 2) 自注入电子加速 (通过波破^[17] 或空泡的自衍化^[18] 来捕获等离子体背景电子), 基于此也衍生出了等离子体非线性分布^[19,20] 的加速方案, 并因此得到了 $R > 2$ 的加速效果. 但是实际情况下, 要把外部电子注入到等离子体波加速器中的适当加速相位区, 对空间和时间精度有极高的要求, 这些要求无法采用常规线性加速器中的光阴极注入法^[21]. 因此自注入电子加速机制由于没有类似

* 国家自然科学基金 (批准号: 11175048)、上海市自然科学基金 (批准号: 11ZR1402700)、上海市教委科研创新重点项目 (批准号: 12ZZ011) 和上海市重点学科 (批准号: B107) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: qkong@fudan.edu.cn

的限制,更适用于现实中的实验研究.

然而,其中大部分模拟和实验的加速梯度仅能维持几个厘米,这极大地限制了加速电子最终能够得到的能量.因此,在影响等离子体尾波场加速质量的因素中,需要考虑加速距离 L_0 ^[22].为了使加速电子能够获得更高的能量,例如 GeV 量级,加速梯度需要维持几十米甚至几百米距离.通常的做法是通过提高入射粒子束的能量补偿加速距离.譬如, Caldwell 等^[23]利用了一束 1 TeV 的质子束成功加速了近 400 m 距离,得到了 660 GeV 的加速电子.如果能够在入射粒子束电量、能量不变的情况下,延长加速距离,将有助于得到更高能的加速电子.本文提出了一种新的加速方案:在均匀分布的等离子体内,利用双束平行的电子束激发尾波场加速,并与同等电量、同等能量、相同尺寸的单束电子情况进行比较分析.发现前者在自注入电子的长程加速、高能 and 准单能性方面拥有明显优势;同时仅在双束平行的入射电子束中出现的中轴回流电子束,使得自注入电子具有单束入射电子束情况下难以具备的良好准直性.这些都有助于进一步优化等离子体加速器的加速效果.

2 电子束激发尾波场模型

本文采用 2.5 维粒子 (PIC) 程序来模拟单束电子以及双束平行电子束与等离子体的相互作用. PIC 格子的尺寸为 $dx \times dy = 0.1 \mu\text{m} \times 0.1 \mu\text{m}$, 模拟区域的尺寸为 $x \times y = 320 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$. 等离子体 x 方向 15—315 μm , y 方向 10—70 μm 均匀分布.为了达到对比效果,在两次模拟中,保持入射电子束的密度、长度、电量与能量不变(见表 1),仅将原来的单束电子(事例 1)沿 y 方向分成两束宽度为原来一半,且间距为 4 μm 的平行电子束(事例 2)(图 1(a), (b)).

表 1 入射电子束基本参数

	单电子束 (事例 1)	双束平行 电子束(事例 2)
等离子体密 (n_0)/ cm^{-3}	1.67×10^{19}	1.67×10^{19}
电子束密度 (n_b)/ cm^{-3}	2.23×10^{19}	2.23×10^{19}
电子束长度 (σ_y)/ μm	10	10
电子束宽度 (σ_x)/ μm	8	4
电量 (C)/ μC	0.54	0.54
能量 (E)/MeV	200	200
电子束间距 (d)/ μm	0	4

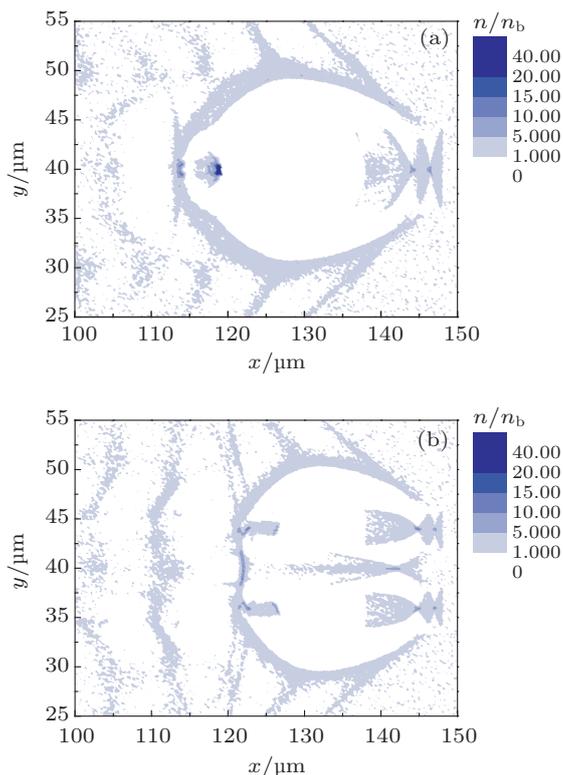


图 1 入射电子束激发的空泡形状 ($t = 493$ fs), 模拟区域参数设置见表 1 (a) 事例 1; (b) 事例 2

2.1 双束平行电子束激发的尾波场特性

事例 2 的空间分布造成了尾波场的独特分布,图 1(b) 已经展示了事例 2 的入射电子束之间存在一束电子束,其密度最高的位置 ($x \approx 140 \mu\text{m}$, $y = 40 \mu\text{m}$) 对应着纵向电场最大位置(见图 2(b) 相同位置),推动这束电子反向运动.统计这束电子的动量分布(图 3(a)),确实存在大量具有 $-x$ 方向动量的电子.正是这束回流电子的存在,其横向场 \mathbf{E}_y^1 使得两束加速电子排开,同时在空泡中轴上形成了正向流动的电流 J_x ,进一步在空泡内激发了新的磁场 \mathbf{B}_z^1 (图 2(f)).假设加速电子受到的作用力 \mathbf{F}_e 为

$$\text{事例 1: } \mathbf{F}_e = (-\mathbf{E}_y + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_z)e, \quad (1)$$

$$\text{事例 2: } \mathbf{F}_e = (-\mathbf{E}_y + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_z)e + (-\mathbf{E}_y^1 + \mathbf{v} \times \mathbf{B}_z^1)e, \quad (2)$$

式中, \mathbf{E}_y 为空泡内除回流电子外引起的横向总电场, \mathbf{B}_z 为空泡内除回流电子外引起的总磁场, \mathbf{E}_y^1 为回流电子引起的横向电场, \mathbf{B}_z^1 为回流电子引起的磁场.相比于事例 1,事例 2 中轴处的回流电子不仅约束了回流电子本身的横向运动——自聚焦效应^[24,25](图 3(a)),也与 \mathbf{E}_y , \mathbf{B}_z 一起约束了加速电子的横向运动.模拟表明,事例 1 加速电子的横向发

射度为 $0.0997 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$, 事例 2 为 $0.0480 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$. 进一步分析角谱 (图 4(c)), 事例 1 的高能电子集中在 -5° — 5° 区间内, 而事例 2 的高能电子集中

在 -2.5° — 2.5° 区间内, 显然事例 2 具有更好的准直性.

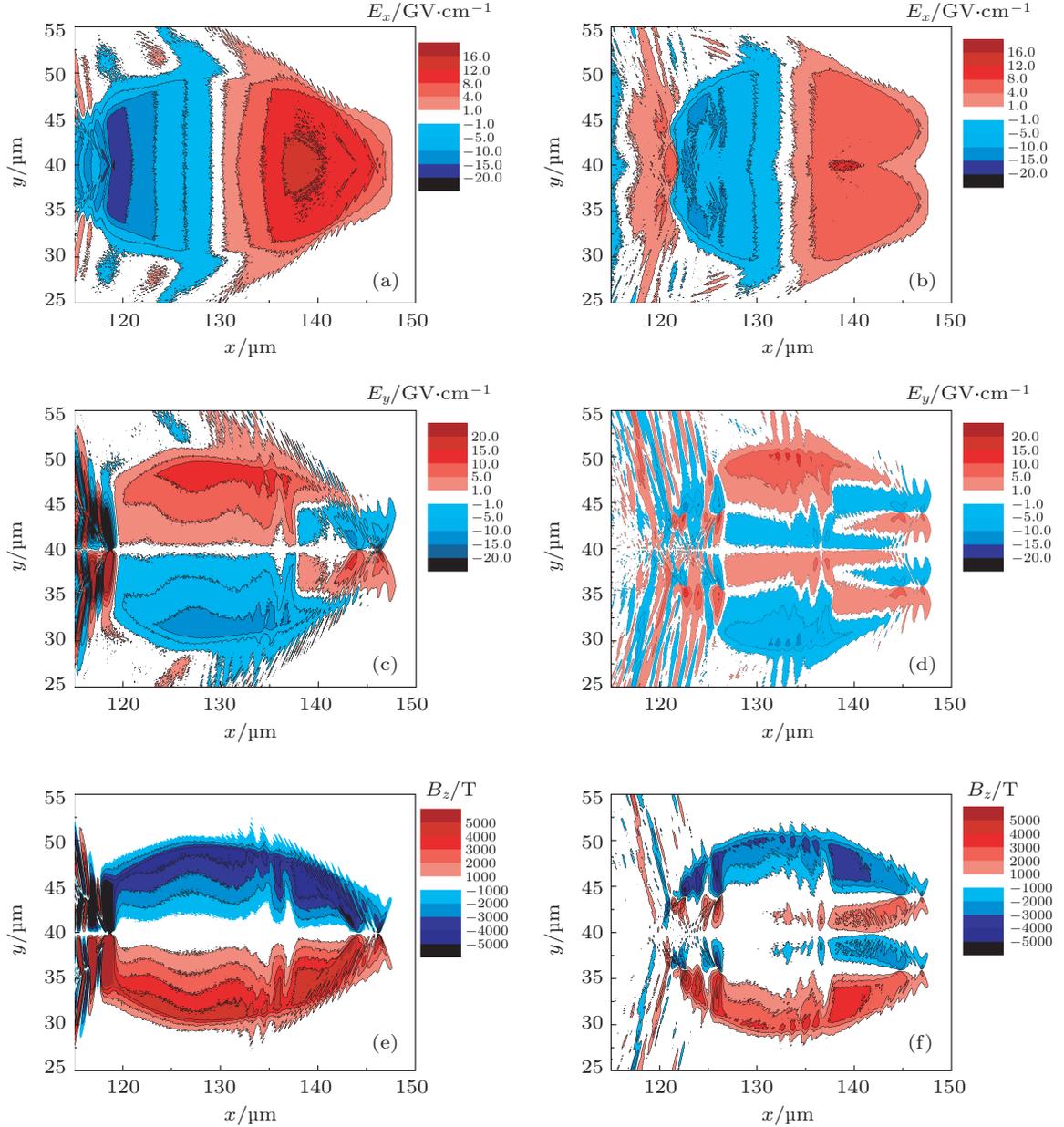


图 2 入射电子束激发的尾波场 (E_x , E_y , B_z) 空间分布 ($t = 493 \text{ fs}$) (模拟区域参数设置见表 1) (a) 事例 1 激发的纵向电场; (b) 事例 2 激发的纵向电场; (c) 事例 1 激发的横向电场; (d) 事例 2 激发的横向电场; (e) 事例 1 激发的竖直方向磁场; (f) 事例 2 激发的竖直方向磁场

假定牵引电子束传播过程中形成的 x 方向的减速电场是 E_1 , 则能量为 W_P 的牵引电子将在运动 L_0 ^[22] 距离后停下:

$$L_0 = \frac{W_P}{eE_1}. \quad (3)$$

从表 2 的数据不难看出, 同等电量下, 事例 2 激发的减速电场小于事例 1, 因此事例 2 能量衰减得更慢 (见图 5(a)). 通过进一步统计模拟区域内所有粒

子的总能量变化 (图 5(b)), 发现事例 1 激发的尾波场 (E_x , E_y , B_z) 所损耗的总能量远大于事例 2, 这就使得在事例 2 中自注入电子的加速距离更长. 实际模拟中发现, 由事例 2 加速的情况下, 自注入电子的加速距离延长了近 2 倍 (事例 1: $L_0 \approx 170 \mu\text{m}$; 事例 2: $L_0 \approx 270 \mu\text{m}$). 选择入射电子束能量耗尽时 (图 4(a)) 加速电子的能谱、角谱进行对比. 由事例

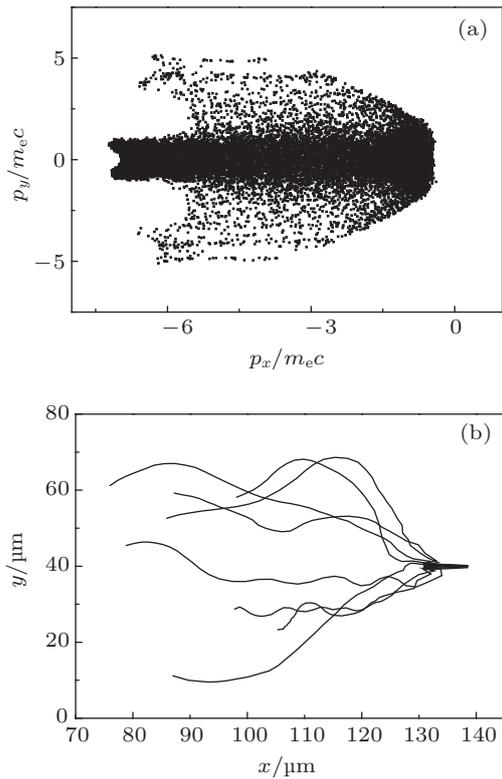


图3 中轴回流电子 ($125 \mu\text{m} \leq x \leq 140 \mu\text{m}$, $39 \mu\text{m} \leq y \leq 41 \mu\text{m}$) 在 493 fs 时刻的动量分布 (a) 以及 493 fs 以后的轨迹 (b); 模拟区域参数设置见表 1

表 2 入射电子束传播过程中束心位置对应的尾波场最大值

	电子束 1 ($d = 0 \mu\text{m}$)	电子束 2 ($d = 4 \mu\text{m}$)
$E_{x\text{-acc max}}/\text{GV}\cdot\text{cm}^{-1}$	-20.92	-10.58
$E_{x\text{-dec max}}/\text{GV}\cdot\text{cm}^{-1}$	11.870	8.038
$E_{y\text{max}}/\text{GV}\cdot\text{cm}^{-1}$	16.48	-12.75
$B_{z\text{max}}/\text{T}$	-5417	-5326

注: $E_{x\text{-acc max}}$, 加速相位 x 方向最大电场值 (+ x 方向取正值); $E_{x\text{-dec max}}$, 减速相位 x 方向最大电场值 (+ x 方向取正值); $E_{y\text{max}}$, y 方向最大电场值 (+ y 方向取正值); $B_{z\text{max}}$, z 方向最大磁场值 (+ z 方向取正值).

1 加速的情况下, 高能电子 ($E > 25 \text{ MeV}$) 最大能量为 245 MeV, 加速梯度 14.4 GeV/m, 能量转换比 $R = 1.225$, 但 $E \geq 245 \text{ MeV}$ 高能粒子数只占高能粒子统计总数的 0.24%, 而 135—175 MeV 能量范围内聚集了 66% 的粒子, 能散为 33%. 事例 2 引导的高能粒子最大能量为 270 MeV, 加速梯度为 10 GeV/m, 能量转换比 $R = 1.35$, $E \geq 245 \text{ MeV}$ 高能粒子数只占高能粒子统计总数的 0.26%, 225—265 MeV 能量范围内聚集了 62% 的粒子, 能散为 8.1%(图 4(b)). 显然事例 2 得到的自注入电子具有更高的能量以及更好的准单能性. 尽管事例 1 具有更高的加速梯度与加速场, 但由于加速距离的限制, 无法产生和事例 2 相同的加速效果.

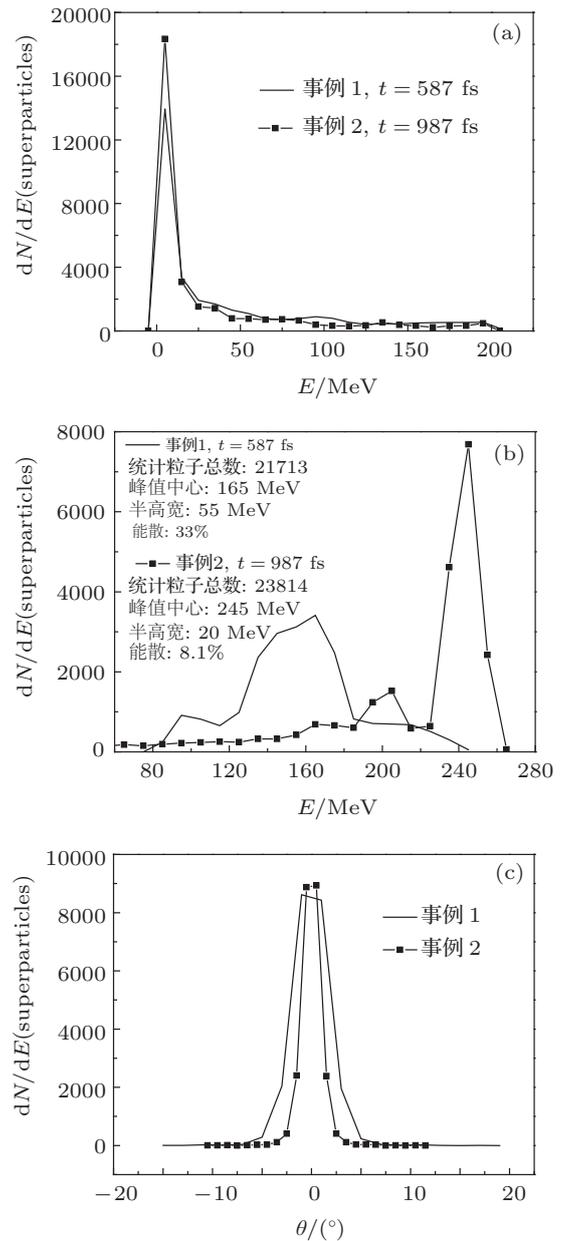


图 4 事例 1 与事例 2 的入射电子束能量耗尽时 (此时事例 1 中入射电子束位于 $215 \mu\text{m}$, $t = 587 \text{ fs}$; 事例 2 中入射电子束位于 $270 \mu\text{m}$, $t = 987 \text{ fs}$), 模拟区域参数设置见表 1 (a) 入射电子束能谱; (b) 加速电子能谱; (c) 加速电子角谱

模拟结果表明, 事例 2 与常规单束电子加速情况最大的区别在于其入射电子束之间形成了一束独特的回流电子, 通过讨论尾波场已经知道它约束着两束加速电子的横向运动. 但事实上通过追踪加速电子的来源 (图 6), 发现其中 70% 由这束回流电子提供, 其余由空泡壁电子提供. 进一步追踪事例 2 能量完全衰减 ($t = 987 \text{ fs}$) 时, 最终得到的 $E > 225 \text{ MeV}$ 加速电子 (图 6 黑色线框内电子) 完全由这束回流电子提供. 显然相比于空泡壁的电子, 一直在中轴上运动的后流电子, 在空泡加速相

位(对加速电子而言)内会受到更大的纵向场的作用而减速,直至开始正向加速,并先于空泡壁电子进入空泡加速相位.然而图6也说明了这种注入并不是时刻都发生的.因为尾波场能够载入的总电子数 N 与空泡体积有关 [26,27]:

$$N \approx \frac{1}{30} (k_p R)^3 \frac{1}{k_p r_e}, \quad (4)$$

式中, k_p 为等离子体趋肤深度, R 为空泡半径, r_e 为电子半径.在很高的纵向场的作用下,空泡内的自注入电子迅速饱和.因此,追踪图 2(b) 最大纵向

电场位置 ($x \approx 140 \mu\text{m}$, $y = 40 \mu\text{m}$) 的回流电子在 493 fs 以后的轨迹 (图 3(b)), 可以看出绝大多数回流电子都会被排出空泡.也正是由于 $N \propto R^3$, 模拟得到的事例 1 与事例 2 的自注入电子数目近似 (图 1 中可以看出两种条件下形成的空泡体积也近似).

2.2 加速效果受入射电子束间距影响

事例 2 采用与入射电子束宽度相等的间距进行模拟,进一步考虑不同间距的入射电子束对最终加速效果的影响,分别模拟了入射电子束间距缩小

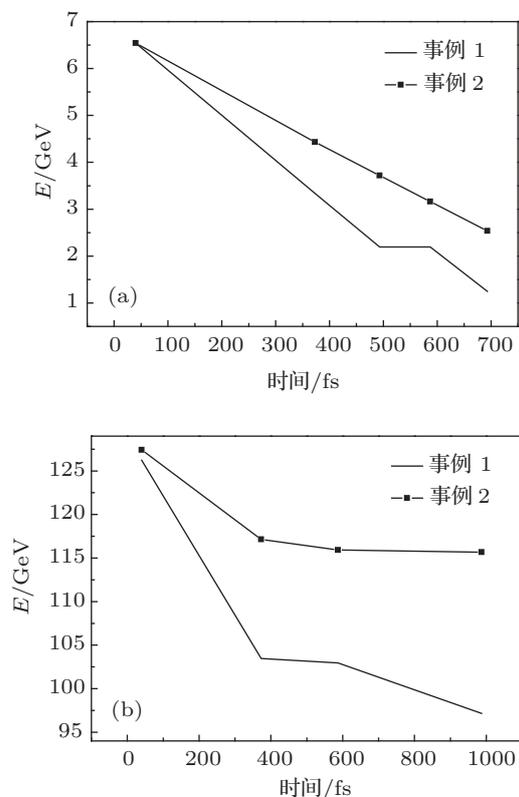


图 5 (a) 事例 1, 2 中入射电子束总能量随时间衰减关系; (b) 事例 1, 2 中模拟粒子总能量随时间衰减关系

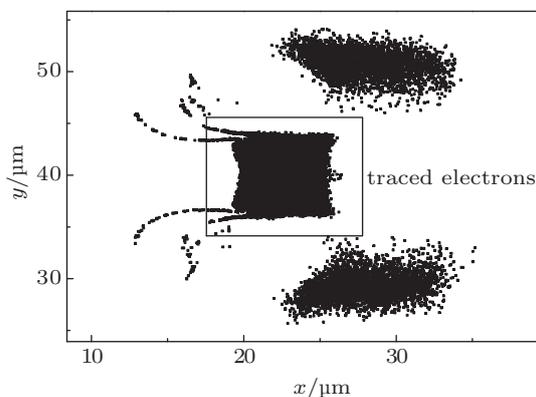


图 6 事例 2 中最终时刻 (987 fs) 得到的自注入电子 ($E > 25 \text{ MeV}$) 在 66 fs 时的空间分布 线框内的自注入电子在 987 fs 获得能量 $E > 225 \text{ MeV}$; 模拟区域参数设置见表 1

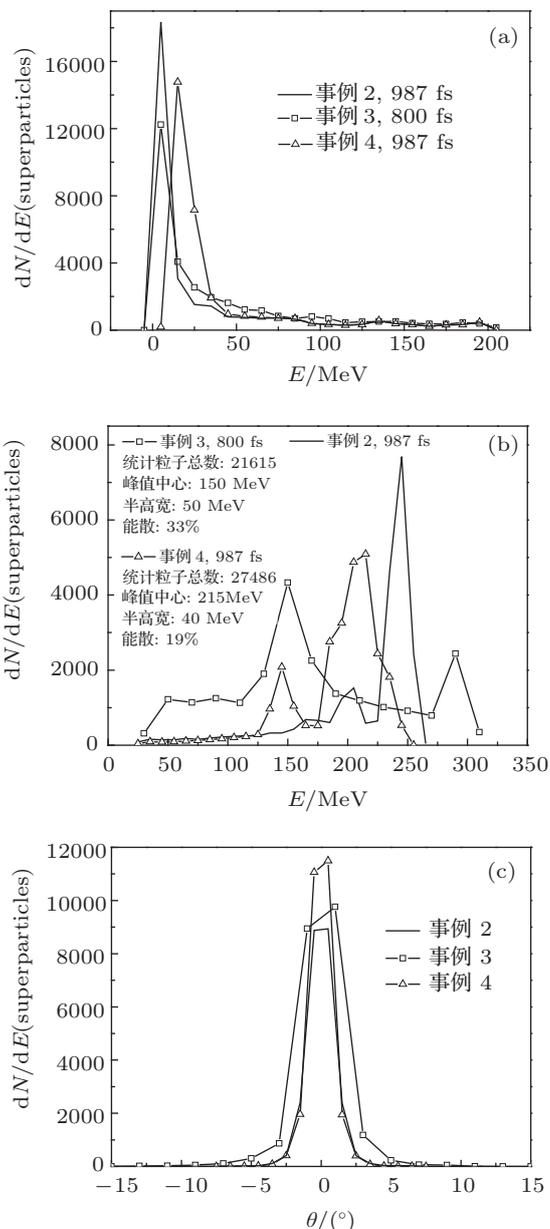


图 7 事例 2, 3, 4 的入射电子束能量耗尽时 (此时事例 2 中入射电子束位于 $270 \mu\text{m}$, $t = 987 \text{ fs}$; 事例 3 中入射电子束位于 $215 \mu\text{m}$, $t = 800 \text{ fs}$; 事例 4 中入射电子束位于 $270 \mu\text{m}$, $t = 987 \text{ fs}$, 模拟区域参数设置见表 3) (a) 入射电子束能谱, (b) 加速电子能谱, (c) 加速电子角谱

(事例 3: $d = 2 \mu\text{m}$) 和间距增大 (事例 4: $d = 8 \mu\text{m}$) 条件下与等离子体相互作用的情况. 在入射电子束能量耗尽时 (图 7(a)), 比较此时事例 2 ($d = 4 \mu\text{m}$, $L_0 = 270 \mu\text{m}$)、事例 3 ($d = 2 \mu\text{m}$, $L_0 = 215 \mu\text{m}$) 以及事例 4 ($d = 8 \mu\text{m}$, $L_0 = 270 \mu\text{m}$) 的能谱 (图 7(b)), 此时, 入射电子束能量已经基本传递给了模拟区域内的场和粒子. 结合表 4 数据, 可以发现事例 3 的纵向加速、减速场都是最大的, 而事例 4 最小. 因为入射电子束间距越大, 两个小空泡内电场的纵向分量 $E_{x\text{-acc}}$, $E_{x\text{-dec}}$ 就越小. 这就导致了事例 4 可以在很长距离内加速电子, 但是加速电子获得的能量不高. 而反之, 事例 3 由于间距很小, 纵向电场的性质接近于事例 1 (见表 2), 虽然加速距离缩短, 但是由于在空泡内纵向加速电场 $E_{x\text{-acc}}$ 与加速距离 L_0 并没有线性反比关系, 加速电场的非线性增大使得有一部分加速电子 (11%) 获得了 290 MeV 的能量.

表 3 入射电子束基本参数

	双束平行 电子束 (事例 3)	双束平行 电子束 (事例 4)
等离子体密 (n_0)/ cm^{-3}	1.67×10^{19}	1.67×10^{19}
电子束密度 (n_b)/ cm^{-3}	2.23×10^{19}	2.23×10^{19}
电子束长度 (σ_y)/ μm	10	10
电子束宽度 (σ_x)/ μm	4	4
电量 (C)/ μC	0.54	0.54
能量 (E)/MeV	200	200
电子束间距 (d)/ μm	2	8

表 4 入射电子束传播过程中束心位置对应的尾波场最大值

	事例 3 ($d = 2 \mu\text{m}$)	事例 2 ($d = 4 \mu\text{m}$)	事例 4 ($d = 8 \mu\text{m}$)
$E_{x\text{-acc max}}/\text{GV}\cdot\text{cm}^{-1}$	-16.76	-10.58	-10.17
$E_{x\text{-dec max}}/\text{GV}\cdot\text{cm}^{-1}$	9.333	8.038	7.957
$E_{y\text{max}}/\text{GV}\cdot\text{cm}^{-1}$	-36.96	-12.75	-19.56
$B_{z\text{max}}/\text{T}$	-13222	-5326	-6927

注: $E_{x\text{-acc max}}$: 加速相位 x 方向最大电场值 (+ x 方向取正值); $E_{x\text{-dec max}}$: 减速相位 x 方向最大电场值 (+ x 方向取正值); $E_{y\text{max}}$: y 方向最大电场值 (+ y 方向取正值); $B_{z\text{max}}$: z 方向最大磁场值 (+ z 方向取正值).

同样在角谱的分析中 (图 7(c)) 发现事例 4 具有更好的准直性, 事例 2 次之, 事例 3 最差, 这是由回流电子束密度差异决定的. 图 8 给出了 $t = 493 \text{ fs}$, 空泡内中轴线 ($y = 40 \mu\text{m}$) 上的电子密度分布, 很显然, 事例 4 的回流电子沿 x 方向在很大的范围内有更高电子密度, 事例 2 次之, 事例 3 最差. 因此回流电子激发的附加磁场也出现了差异 (表 4), 进而导致了被约束的自注入电子的准直性不同 (图 7(c)).

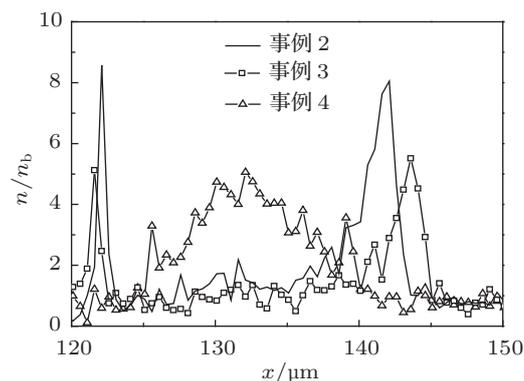


图 8 事例 2, 3, 4 的中轴回流电子束在 493 fs 时沿 x 方向的密度分布, 模拟区域参数设置见表 3

3 结论

本文通过利用 2.5 维 PIC 程序模拟双束平行入射的电子束与等离子体的相互作用, 得到了等离子体尾波场以及自注入电子的变化特性, 并与相同电量、相同能量、相同尺寸的单束电子束激发的等离子体尾波场进行了对比. 模拟结果表明, 尽管双束平行电子束激发的加速电场较弱, 但同样减弱的减速电场使该条件下长程加速的优势更为明显, 自注入电子因此获得了更高的能量与准单能性. 模拟中同时发现电子束之间形成了一束独特的回流电子, 它形成的磁场进一步约束了加速电子的横向运动, 使其获得了更好的准直性. 而电子束间距的增大分别对尾波场和加速距离有削弱与增益的效果, 由此会得到完全不同的加速效果. 模拟表明, 当间距和入射电子束宽度相当时, 可以得到高能、良好单能性和准直性的加速电子.

[1] Sheng Z M, Zhang J 2006 *Progress in Nature Science* **16** 781 (in Chinese) [盛政明, 张杰 2006 自然科学进展 **16** 781]
 [2] Zhou G C, Li Y, Cao J B, Wang X Y 1998 *Chin. Phys. Lett.* **15** 895
 [3] Ma J Y, Qiu X J, Zhu Z Y 2004 *Chin. Phys.* **13** 373

[4] Su D, Tang C J 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 042501 (in Chinese) [苏东, 唐昌建 2012 物理学报 **61** 042501]
 [5] Xu Z Z, Ma J X 1988 *Acta Phys. Sin.* **37** 735 (in Chinese) [徐至展, 马锦秀 1988 物理学报 **37** 735]

- [6] Chang W W, Zhang L F, Shao F Q 1991 *Acta Phys. Sin.* **40** 182 (in Chinese) [常文蔚, 张立夫, 邵福球 1991 物理学报 **40** 182]
- [7] Zhang H O, Wang K, Wang G L 2007 *High Power Laser And Particle Beams* **19** 2039 (in Chinese) [张海鸥, 王琨, 王桂兰 2007 强激光与粒子束 **19** 2039]
- [8] Muggli P 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 014802
- [9] Esarey E, Sprangle P, Krall J, Ting A 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 252
- [10] Xu H, Chang W W, Yin Y, Zhuo H B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 171 (in Chinese) [徐涵, 常文蔚, 银燕, 卓红斌 2004 物理学报 **53** 171]
- [11] Bane K L, Chen P, Wilson P B 1985 *Report No. SLACPUB-3662*
- [12] Katsouleas T 1986 *Phys. Rev. A* **33** 2056
- [13] Bane K L, Chen P, Wilson P B 1985 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **32** 3524
- [14] Schutt P, Weiland T, Tsakanov V M 1990 *Proceedings of the Second All-Union Conference on New Methods of Charged Particle Acceleration Yerevan, USSR, October 19, 1989* pp12–17
- [15] Blumenfeld I 2007 *Nature Phys.* **445** 05538
- [16] Ruggiero A G, Schoessow P, Simpson J 1986 *AIP Conf. Proc.* **165** 247
- [17] Xu H, Sheng Z M, Zhang J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 968 (in Chinese) [徐慧, 盛政明, 张杰 2007 物理学报 **56** 968]
- [18] Kalmykov S Y, Beck A, Yi S A 2011 *Phys. Plasma* **18** 056704
- [19] Rosenzweig J 1989 *Phys. Rev. A* **39** 1586
- [20] Wang G H, Wang X F, Dong K G 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 165201 (in Chinese) [王广辉, 王晓方, 董克攻 2012 物理学报 **61** 165201]
- [21] Zhou D F, Ma Y Y 2011 *High Power Laser and Particle Beams* **23** 392 (in Chinese) [周东方, 马燕云 2011 强激光与粒子束 **23** 392]
- [22] Lotov K V 2010 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 041301
- [23] Caldwell A, Lotov K, Pukhov K, Simon F 2009 *Nature Phys.* **5** 363
- [24] Zheng C Y, Wang W M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 310 (in Chinese) [郑春阳, 王伟民 2006 物理学报 **55** 310]
- [25] Zhuo H B, Hu Q F, Liu J, Chi L H, Zhang W Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 197 (in Chinese) [卓红斌, 胡庆丰, 刘杰, 迟利华, 张文勇 2005 物理学报 **54** 197]
- [26] Lu W 2007 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **10** 061301
- [27] Gordienko S, Pukhov A 2005 *Physics of Plasmas* **12** 043109

Effect of self-injected electrons driven by paralleled drive electron bunches*

Zhang Feng¹⁾²⁾ Huang Shuo¹⁾ Li Xiao-Feng¹⁾ Yu Qin¹⁾
Gu Yan-Jun¹⁾ Kong Qing^{1)†}

1) (Key Laboratory of Applied Particle Beam, Ministry of Education, Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

2) (Physics Department, Fudan University, Shanghai 200433, China)

(Received 4 August 2013; revised manuscript received 4 September 2013)

Abstract

In the case of wake field acceleration driven by charged particle bunches, many researchers focused on adjusting parameters such as magnitude, shape and electrical properties to amplify the maximum energy which drives electrons. Comprehensively considering the existing studies, in the paper we propose a new method of acceleration in which paralleled bunches are used to excite plasma wake field and trap self-injected electrons. It is proved to be more efficient than using single drive beam. With 2.5D PIC code, the driven electrons accelerated by paralleled bunches are found to possess the advantages of acceleration in longer distance, higher energy and better quasimonoenergy. Moreover, a bunch of backflow electrons is observed in the bubble, which makes self-injected electrons well collimated.

Keywords: wake field acceleration driven by electron beams, paralleled drive bunches, particle in cell code

PACS: 29.27.Ac, 52.40.Mj, 29.27.-a, 52.35.Mw

DOI: 10.7498/aps.62.242901

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11175048), the Shanghai Natural Science Foundation, China (Grant No. 11ZR1402700), the Key Project of Shanghai Innovation Scientific Research Program, China (Grant No. 12ZZ011), and the Leading Academic Discipline Project of Shanghai, China (Grant No. B107).

† Corresponding author. E-mail: qkong@fudan.edu.cn