

# HL-2A 托卡马克中性束辐射光谱的数值模拟

钟武律<sup>†</sup> 段旭如 余德良 韩晓玉 杨立梅

(核工业西南物理研究院,成都 610041)

(2009 年 7 月 9 日收到;2009 年 8 月 19 日收到修改稿)

采用数值模拟的方法研究中性束辐射光谱(BES)对开展与中性束相关的光谱诊断与实验有重要的指导意义. 本文在 HL-2A 托卡马克装置上利用 ADAS 数据库(Atomic Data and Analysis Structure,1998)计算有效束辐射系数和有效束衰减系数,分析了束辐射光谱强度与等离子体运行参数和中性束参数的关系,并在不同的中性束注入能量、等离子体密度分布和等离子体温度分布的情况下,获得了束辐射光谱强度的空间分布. 在  $n_e = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 1 \text{ keV}$  的情况下,有约 50% 的中性粒子能注入到等离子体中心( $r/a = 0$ ),束辐射光谱强度在  $r/a = 0.6$  附近达到最大值,且获得了光谱强度在束线截面上的空间分布.

关键词: 中性束,束辐射光谱,束衰减

PACC: 5240M, 5270K, 5255G

## 1. 引言

在大中型托卡马克中(如 TFTR, JET, JT60, D III-D 等),中性束作为一种主要的加热方法而得到了广泛的应用<sup>[1]</sup>. 中性粒子沿束线方向注入等离子体中,通过与等离子体粒子发生碰撞而被电离,此时离子和电子将受到磁场的束缚,一旦电离,离子在磁场中的轨道主要由注入粒子能量、中性束注入角度和沉积位置所决定. 注入粒子的能量通过库仑碰撞逐渐转移给等离子体中的电子和离子<sup>[2]</sup>. 另外,在磁约束等离子体中,基于中性束的主动诊断方法也非常重要,因为与带电离子不同的是,中性原子可以自由的穿越磁力线并与等离子体发生碰撞,这样束原子辐射的光谱就可以提供等离子体内部的信息<sup>[3]</sup>,如用于定域测量等离子体密度涨落的束辐射光谱诊断(BES)<sup>[4]</sup>、定域测量磁场结构(安全因子  $q(r)$ )的动态斯塔克效应诊断(MSE)<sup>[5]</sup>,以及利用杂质离子与中性束原子电荷交换复合测量离子温度分布及等离子体旋转的电荷交换复合光谱诊断(CXRS)<sup>[6]</sup>等. 而对中性束辐射光谱强度随等离子体参数的变化进行数值模拟,对有效开展与中性束相关的诊断有重要的指导意义. 本文利用 1984 年在欧洲联合环形托卡马克 JET 上发展起来

的广泛运用于聚变等离子体研究和天体物理研究的 ADAS 数据库计算了中性束有效辐射系数以及有效束衰减系数<sup>[7]</sup>,研究了 HL-2A 托卡马克不同等离子体参数下束辐射光谱强度的空间分布.

## 2. HL-2A 装置及中性束系统

中国环流器 HL-2A 是一个运行在单偏滤器位形下的托卡马克装置<sup>[8]</sup>(等离子体大半径  $R = 1.65 \text{ m}$ ,小半径  $a = 0.4 \text{ m}$ ,磁场强度  $B_t = 2.8 \text{ T}$ ,等离子体电流  $I_p = 480 \text{ kA}$ ,电子密度范围  $(1-9) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . HL-2A 中性束注入系统单条束线由四个离子源组成. 离子源是注入器的关键部件,它包括放电室和引出系统两大部分,由引出系统引出的离子束在中性化室经与本底气体碰撞进行电荷交换后,大部分变成快中性粒子,未中性化的离子由偏转磁场偏转而不进入等离子体. 该中性束系统的最大注入能量为  $60 \text{ keV}$ ,最大离子引出功率  $3 \text{ MW}$ ,脉冲持续时间  $2 \text{ s}$ ,束线沿中平面切向注入,与大半径方向成  $37.7^\circ$  角,如图 1 所示.

依据 HL-2A 装置及其 NBI 系统的几何位置,推导出径向小半径距离  $r$  与注入长度  $L$  的关系为

$$L = 1.4856 \pm \sqrt{(r + 1.65)^2 - 1.9954} \text{ (m)}, \quad (1)$$

则径向距离与注入长度的关系图如图 2.

<sup>†</sup> E-mail: zhongwl@swip.ac.cn

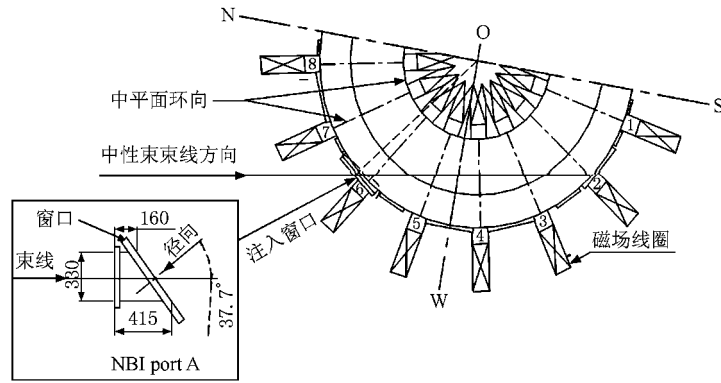


图 1 HL-2A 上的中性束系统安装几何图

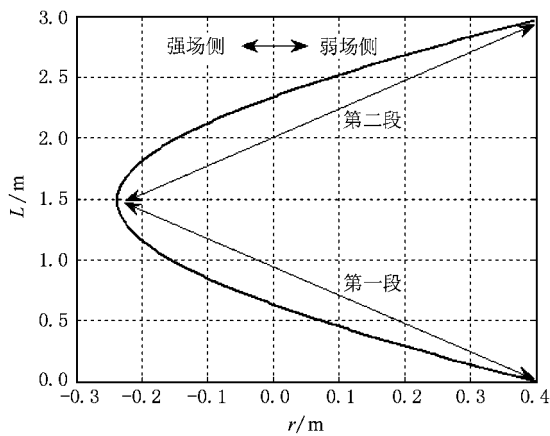


图 2 HL-2A 上中性束注入长度与小半径的关系

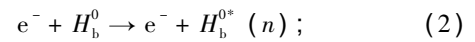
该中性束在小半径方向上最深注入到强场侧  $r = -0.24 \text{ m}$  处,在 HL-2A 装置中,中性束穿过等离子体总的长度约为  $3 \text{ m}$ 。如图 2 所示中性束注入束线可分为两段,第一段为从弱场侧(LFS)等离子体边缘至强场侧(HFS)束线最边缘( $L \in [0, 1.5]$ ),第二段为从 HFS 束线最边缘至 LFS 等离子体边缘( $L \in (1.5, 3.0]$ )。由于中性束注入等离子体后将发生碰撞衰减,第二段的束发射谱强度比第一段弱很多,而第一段与第二段从等离子体物理分析角度来看是对称的,且为获得较高的信噪比,基于中性束的诊断通常观测第一段,本文对束辐射光谱的数值模拟均基于第一段。

### 3. 中性束辐射光谱

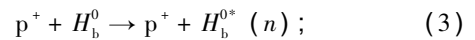
高能中性束注入等离子体中后,中性粒子与等离子体粒子以及杂质粒子发生碰撞相互作用而辐

射出线光谱<sup>[9]</sup>,其中的碰撞激发过程包括

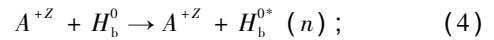
电子碰撞激发



质子碰撞激发



杂质离子碰撞激发



其中  $H_b^0$  代表注入的中性束粒子成分,如  $H^0$ ,  $D^0$ ,  $He^0$ ,  $Li^0$  等。由于在托卡马克等离子体中离子密度比较高,中性束原子的各激发态的粒子数同时受碰撞和辐射衰减过程的影响,在此采用  $n$  个束缚态的碰撞辐射模型来计算中性束的有效束辐射系数和有效束衰减系数,该模型考虑了自发辐射、复合辐射、碰撞激发与去激发、碰撞电离及三体辐射等过程。对于任意中性束原子,其统计平衡方程为<sup>[10]</sup>

$$\begin{aligned} v_b \frac{dN_i}{dx} = & \sum_{i' > i} (A_{i' \rightarrow i} + n_e q_{i' \rightarrow i}^e + n_p q_{i' \rightarrow i}^p) N_{i'} \\ & + \sum_{i'' < i} (n_e q_{i \rightarrow i''}^e + n_p q_{i \rightarrow i''}^p) N_{i''} \\ & + \left( \alpha_i^{RR} + \alpha_i^{DR} + \frac{n_b}{n_e} \alpha_i^{CX} + \alpha_i^{(3)} n_e \right) n_+ n_e \\ & - \sum_{i'' < i} (A_{i \rightarrow i''} + n_e q_{i \rightarrow i''}^e + n_p q_{i \rightarrow i''}^p) N_i \\ & - \sum_{i' > i} (n_e q_{i \rightarrow i'}^e + n_p q_{i \rightarrow i'}^p) N_i \\ & - (n_e q_{i \rightarrow \infty}^e + n_p q_{i \rightarrow \infty}^p + n_p q_{i \rightarrow \infty}^{CX}) N_i, \quad (5) \end{aligned}$$

其中  $i'' < i < i'$ ,  $N_i$  为处于第  $i$  激发态的中性粒子数,根据上标(e, p)不同,  $q_{i \rightarrow i'}$  分别为被电子和质子从  $i$  激发到  $i'$  态的激发率,对应的去激发率为  $q_{i' \rightarrow i}$ ,  $A_{i' \rightarrow i}$  为从  $i'$  能级辐射跃迁到  $i$  能级的自发辐射系数。根据上标(e, p)的不同,  $q_{i \rightarrow \infty}$  分别为由电子和质子导致的碰撞电离,  $q_{i \rightarrow \infty}^{CX}$  为第  $i$  能级发生的电荷交

换,参量  $\alpha^{\text{RR}}$ ,  $\alpha^{\text{DR}}$  和  $\alpha^{(3)}$  分别为辐射、双电子复合和三体复合的贡献,  $\alpha^{\text{CX}}$  为束原子自身作为供电子原子而发生电荷交换的贡献.

由碰撞辐射模型计算,有效辐射系数为<sup>[11]</sup>

$$\mathcal{E}_{n \rightarrow n'} = A_{n \rightarrow n'} (N_n^{(s)} / N_e N_1) F_n^{(1)}, \quad (6)$$

其中  $A_{n \rightarrow n'}$  为爱因斯坦自发辐射系数,  $N_n^{(s)}$  为主量子数为  $n$  的沙哈-玻尔兹曼粒子数,  $F_n^{(1)}$  为束原子从基态激发到第  $n$  能态的有效贡献.

这样就可以计算不同辐射谱线 ( $n \rightarrow n'$ ) 的有效辐射系数. 对于巴尔末  $\alpha$  跃迁谱线, 这里记有效辐射系数为  $q_{\text{CR}}(3 \rightarrow 2)$ , 则有效辐射截面可以表示为  $\sigma_{32}^{\text{eff}} = q_{\text{CR}}(3 \rightarrow 2) / v_{\text{beam}}$ , 辐射光子通量为

$$\Phi_{32} = n_e \sigma_{32}^{\text{eff}} v_{\text{beam}} N_b, \quad (7)$$

其中,  $n_e$  为电子密度,  $v_{\text{beam}}$  为中性束粒子注入速度,  $N_b$  为中性束粒子密度. 下面以中性氢束作为例子, 计算  $H_\alpha$  辐射强度  $I_{H\alpha}$  与等离子体运行参数以及中性束参数的具体依赖关系. 这里假定中性束密度相同, 等离子体中各离子所占比例  $f_j$  为 H: He: C: O = 0.9:0.05:0.04:0.01, 有效电荷数  $Z_{\text{eff}} = 2.88$ .

### 3.1. 束辐射强度与中性束注入能量的关系

图 3 表示在不同等离子体密度情况下, 束辐射强度与中性束注入能量  $E_{\text{beam}}$  之间的关系, 如  $n_e = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  时, 束发射光谱强度随着中性束能量的增加由 1.4 增加到 3.2 左右, 可见, 中性束注入能量越高, 束辐射强度越强. 反映了处于第三激发态粒子数与中性束注入能量之间的关系, 随着中性束注入能量的增加, 离子碰撞激发较电子碰撞激发占主导, 且其激发到第三能级的截面较大<sup>[10, 12]</sup>, 则有效束辐射系数增大, 使得束辐射强度增强.

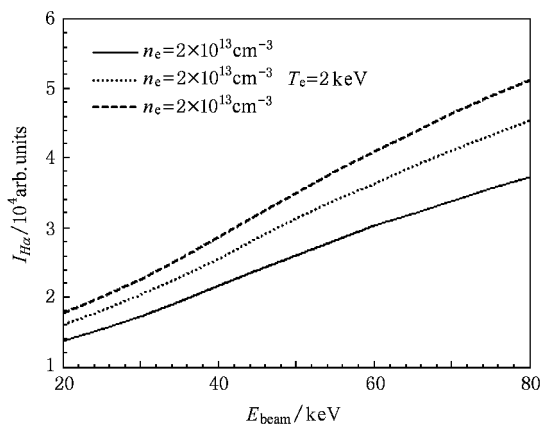


图 3 束辐射强度与中性束注入能量的关系

### 3.2. 束辐射强度与等离子体密度的关系

随着等离子体密度增大, 中性束粒子与等离子体的碰撞过程开始比辐射衰变过程更占主导, 而使得处于第三激发态的中性氢原子由于电荷交换和碰撞电离而大量减少<sup>[10, 13]</sup>, 这样有效束辐射系数随等离子体密度的增大而减小, 从图 4 中可以体现出, 曲线斜率随等离子体密度的增加而变小. 而通过计算可以得到, 等离子体密度涨落  $\delta n_e / n_e$  与束辐射强度涨落  $\delta I / I$  成正比关系, 这也是利用束辐射光谱进行等离子体密度涨落研究的理论依据<sup>[14, 15]</sup>.

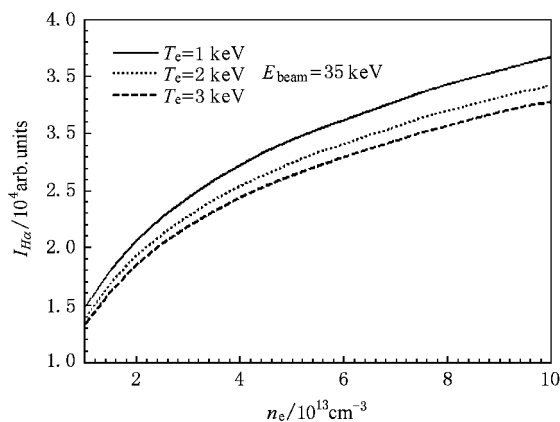


图 4 束辐射强度与等离子体密度的关系

### 3.3. 束辐射强度与等离子体温度的关系

从图 5 中可以看出, 束辐射强度随着等离子体温度的升高而变小, 这是由于中性束粒子速度 ( $E_{\text{beam}} = 35 \text{ keV}$  时  $v_{\text{beam}} = 2.59 \times 10^6 \text{ m/s}$ ) 大于离子热运动速度 ( $T_e < 6 \text{ keV}$  时  $v_{\text{therm}} < 1.07 \times 10^6 \text{ m/s}$ ) 时, 随着等离子体温度升高, 其碰撞相对速度将减小, 使得相应的碰撞辐射截面变小.

## 4. HL-2A 上束辐射光谱强度的空间分布计算

由束辐射光谱通量  $\Phi_{32} = n_e \sigma_{32}^{\text{eff}} v_{\text{beam}} N_b$  的关系式可知, 要计算其空间分布, 需要密度的空间分布, 还需要温度的空间分布计算辐射截面, 以及中性束密度的空间分布, 因此首先我们假定密度、温度的空间分布, 再由中性束的衰减计算中性束密度分布, 最后获得中性束辐射光谱强度的空间分布.

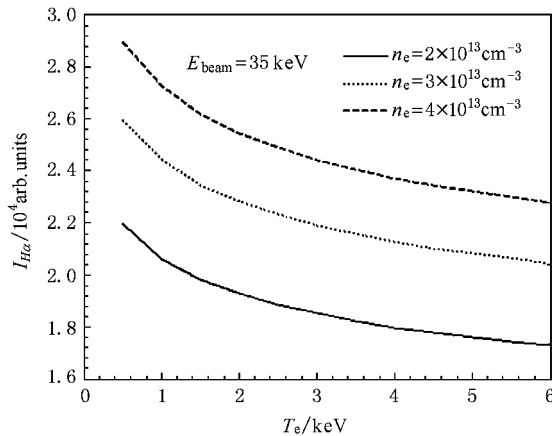


图5 束辐射强度与等离子体温度的关系

#### 4.1. 假定密度、温度分布模型

等离子体密度和温度在磁约束环形聚变装置中常呈峰化的类抛物线型分布,实验上对线积分信号进行 Able 反演可以得到其空间分布<sup>[16]</sup>,在数值模拟上,常假定密度的空间分布模型为<sup>[17]</sup>

$$n_e(\rho) = n_e(1) + (n_e(0) - n_e(1)) \times (1 - \rho^\alpha)^\gamma, \quad (8)$$

其中  $\rho$  为归一化小半径,  $\alpha, \gamma$  为分布参数,依赖于不同的放电条件. 那么对上式沿归一化小半径积分,且根据远红外激光干涉测得的平均密度  $\bar{n}_e$  和探针测得的边缘密度  $n_e(1)$ ,便可以得到等离子体中心密度

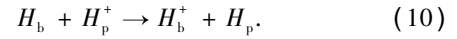
$$n_e(0) = \frac{\bar{n}_e - n_e(1)}{\Gamma(\gamma + 1) \Gamma\left(\frac{1}{\alpha}\right)} \alpha \times \Gamma\left(\gamma + 1 + \frac{1}{\alpha}\right) + n_e(1), \quad (9)$$

其中  $\Gamma(n) = \int_0^\infty e^{-t} t^{n-1} dt$ , 再将  $n_e(0)$  和  $n_e(1)$  代入分布模型(8)式便可以得出密度的空间分布. 同样可以假定温度的空间分布模型,根据汤姆逊散射测得的各空间点的温度和探针测得的边缘温度获得给定模型下的空间分布. 在 HL-1M 托卡马克装置上,等离子体密度和温度的空间分布模型在超声分子束消融和穿透实验中得到了应用和验证<sup>[18]</sup>.

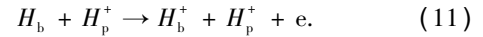
#### 4.2. 中性束衰减

中性束衰减主要取决于电荷交换、离子碰撞电离和电子碰撞电离这三个主要过程.

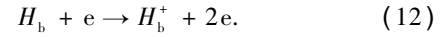
电荷交换



离子碰撞电离



电子碰撞电离



若中性束束强度表示为

$$n(x) = N_b(x) v_b, \quad (13)$$

其中  $N_b$  为单位长度的中性束粒子数,  $v_b$  为束粒子速度, 则束粒子的衰减可由下式决定:

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dx} &= -n_e \left( \sigma_{ch} + \sigma_i + \frac{\langle \sigma_e v_e \rangle}{v_b} \right) n \\ &= -n_e \sigma_{eff} n, \end{aligned} \quad (14)$$

其中  $\sigma_{ch}$  为电荷交换截面,  $\sigma_i$  为离子碰撞电离截面,  $\langle \sigma_e v_e \rangle$  电子电离系数,有效碰撞衰减截面  $\sigma_{eff}$  可表示为<sup>[19]</sup>

$$\sigma_{eff} = \sum_j \frac{S_{ij}^{CR}(n_e, T_e, E_i)}{v} C_j, \quad (15)$$

其中  $C_j = Z_j f_j / \sum_j Z_j f_j$ , 下标  $i = 1, 2, 3$  代表中性束的  $E_i$  能量成分, 下标  $j$  代表使中性粒子电离的不同粒子类型,  $S_{ij}^{CR}(n_e, T_e, E_i)$  为碰撞辐射模型下的束衰减系数,它是等离子体密度  $n_e$ 、电子温度  $T_e$  和束能量  $E_i$  的函数,该系数通过 ADAS 数据库计算<sup>[10]</sup>,  $v_i$  为中性束速度,  $Z_j$  为粒子的核电荷数,  $f_j$  为各粒子所占比例,则可以定义中性束穿透率为

$$\zeta_i(\rho) = \frac{n_i(\rho)}{n_i(1)} = e^{-\int_{n_e(1)}^{n_e(0)} \frac{S_{ij}^{CR}(n_e, T_e, E_i)}{v_i} C_j dL}, \quad (16)$$

其中  $n_i(\rho)$  为归一化半径  $\rho$  处中性束  $E_i$  成分的密度,  $n_i(1) = n_i(\rho = 1)$ ,  $L$  为沿束注入方向的距离.

由于中性束密度在束线方向的垂直截面上不是均匀分布,在 HL-2A 装置上,假定中性束密度分布为高斯分布,

$$n(x, y, L) = n_0(L) e^{-\left[ \frac{x^2}{W_x(L)^2} + \frac{y^2}{W_y(L)^2} \right]}, \quad (17)$$

其中  $L$  为中性束束线方向上的注入长度,  $x, y$  为垂直束线上的截面坐标,  $n_0(L)$  为任意截面中心 ( $x = 0, y = 0$ ) 的中性束密度,  $W_x$  和  $W_y$  分别为  $x, y$  方向上密度分布的  $1/e$  宽度. 在此我们取注入入口 ( $L = 0$ ) 处的  $W_x = 6.0 \text{ cm}$ ,  $W_y = 6.5 \text{ cm}$ , 注入发散角为  $1.2^\circ$ . 这些数据由中性束靶板上分布的热电偶测得,则可以算出任意  $L$  处的  $W_x(L)$  和  $W_y(L)$ , 中性束在注入方向上的发散与任意截面上的密度分布如图 6.

在中性束注入方向上任意  $L$  处,  $xy$  截面上的中性粒子通量可表示为

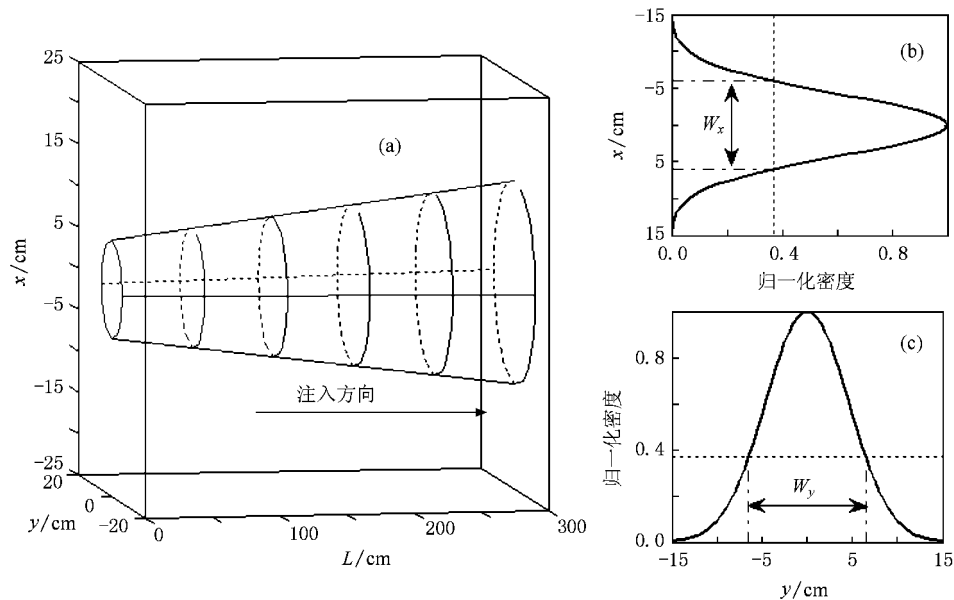


图6 单根中性束的发散与xy平面的密度分布 (a)中性束发散;(b)x方向的中性束密度分布;(c)y方向的中性束密度分布

$$n(L) = \int n(x, y, L) dx dy$$

$$= \int n_0(L) e^{-\left[\frac{x^2}{W_x(L)^2} + \frac{y^2}{W_y(L)^2}\right]} dx dy, \quad (18)$$

而由于中性束注入等离子体会发生衰减,则  $n(L)$  为

$$n(L) = n(0) e^{-\int_0^L n_e \sum_j \frac{S_{ij}^{CR}(n_e, T_e, E_i)}{v_i} C_j dl}. \quad (19)$$

由(18)式和(19)式可以推导出  $n_0(L)$ , 进而可以得到中性束密度分布  $n(x, y, L)$ .

#### 4.3. 束辐射光谱强度的空间分布

假定密度温度模型的参数  $\alpha = 2$ ,  $\gamma = 1$ ,  $n_e(1) = 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e(1) = 40 \text{ eV}$ ,  $Z_{\text{eff}} = 2.88$ , 计算中性氢束的  $H_\alpha$  辐射强度分布.

##### 4.3.1. 束辐射光谱强度的径向分布

在不考虑束线截面上的中性束密度分布, 线平均密度为  $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , 电子温度为  $2 \text{ keV}$  情况下, 不同能量的中性束沿小半径方向的衰减和中性束全能量成分的辐射光谱相对强度沿小半径的变化如图7所示. 从图7(a)可以看出, 在等离子体中心位置, 中性束穿透率大致为40%左右, 而中性束注入能量越高, 衰减相对越小, 这是由于密度的空间分布以及束衰减系数  $S_{ij}^{CR}$  受到密度、温度分布和束能量的影响, 具体依赖关系, 需分别对各参数进行分析<sup>[20]</sup>. 图7(b)束辐射光谱强度在弱场侧达到最

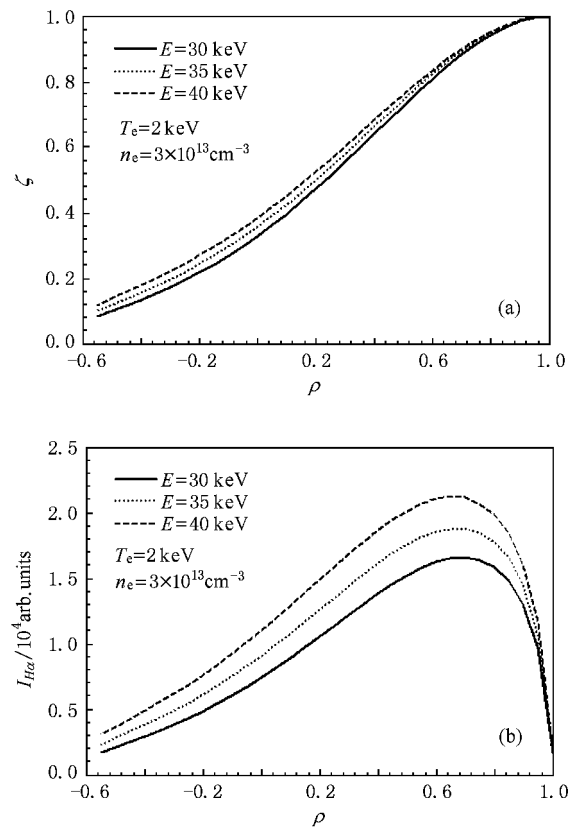


图7 不同能量中性束的衰减和束辐射强度分布 (a)中性束衰减分布;(b)束辐射光谱强度分布

强, 分布在  $\rho = 0.6$  附近, 主要是由密度、温度和中

性束的空间分布所决定,在等离子体边缘区域,密度较低,由 3.2 节所分析的束辐射强度与等离子体密度的关系可知,密度越小,束辐射强度越弱,而在强场侧由于中性束衰减,中性束密度比弱场侧低,导致束辐射光谱强度在强场侧逐渐变弱.在弱场侧,越往芯部,密度越大,束辐射强度越强,但中性束衰减越大,因此束辐射强度在弱场侧有个最大值,且其强度为等离子体中心处的两倍以上.

下面计算在不同密度温度分布的情况下,中性束全能量成分的辐射光谱强度的空间分布,假定中性束注入能量为 35 keV.

图 8(a) 中表示在不同密度、温度分布的情况下中性束的衰减,在低温低密度情况下 ( $n_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 1 \text{ keV}$ ),中性束的衰减较小,有大约 75% 的中性束能够注入到等离子体中心.从不同密度、温度分布情况下,束辐射光谱强度的空间分布图 8(b) 看出,等离子体线平均密度、温度越高,束辐射光谱强度的最大值越大,而光谱强度从最大值点向两相反径向方向的斜率越大,即变弱越快,这主要是受到中性束的穿透率分布的影响,且光谱强度最大值的径向位置越靠近弱场侧的边缘.

#### 4.3.2. 束辐射光谱强度的截面分布

若考虑中性束密度的空间截面分布,假定在任意  $L$  处的有限  $xy$  截面内,  $n_e$ ,  $T_e$  和  $E_i$  为常数,则束辐射光谱强度(包括中性束三能量成分)的分布为

$$I_{32}(x, y, L) = \frac{1}{4\pi} \sum_i n_e(L) \sigma_i^{\text{eff}}(L) v_i n_i(x, y, L), \quad (20)$$

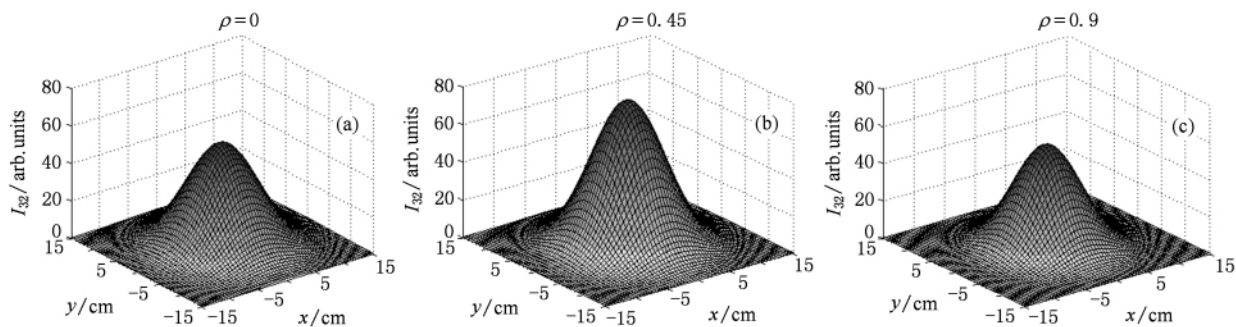


图 9 束辐射光谱强度的截面分布 (a)  $\rho = 0$  截面的束辐射强度分布; (b)  $\rho = 0.45$  截面的束辐射强度分布; (c)  $\rho = 0.9$  截面的束辐射强度分布

不同径向位置束线截面上的束辐射光谱强度呈二维高斯分布,如图 9 所示,在  $\rho = 0.45$  处的峰值光谱强度最大,  $\rho = 0$  和  $\rho = 0.9$  处为其 70% 左

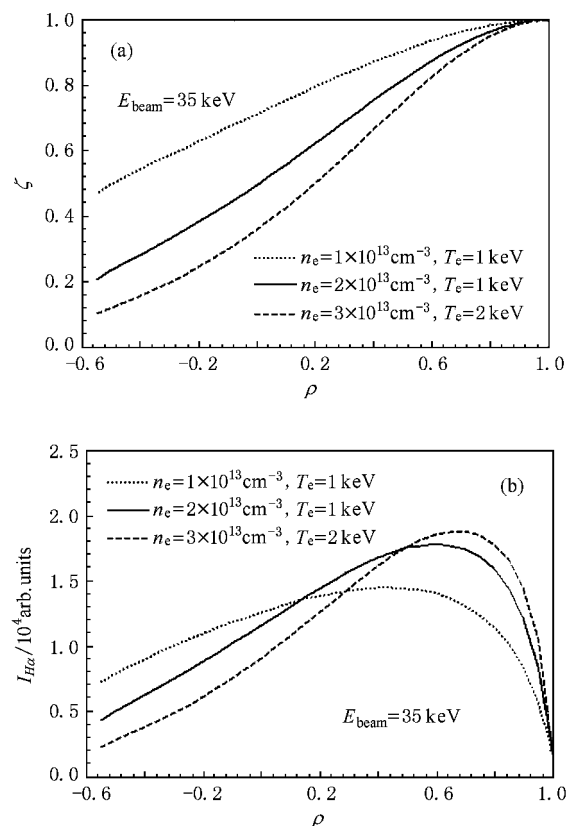


图 8 不同密度、温度分布情况下的中性束衰减和束辐射强度分布 (a) 中性束衰减分布; (b) 束辐射光谱强度分布

其中,下标  $i$  代表中性束各能量成分.中性束各能量成分比由多普勒频移光谱法测得,中性束注入能量为 36 keV 时中性各能量成分 ( $E$ ,  $E/2$  和  $E/3$ ) 所占的比例为 (0.44:0.39:0.17),则可以计算出不同径向位置束辐射光谱强度在束线截面上的分布.

右.由于中性束的发散,随着中性束注入深度增加,强度分布的  $1/e$  宽度也增加,  $\rho = 0.9$  时,  $W_x = 6.1065 \text{ cm}$ ,  $W_y = 6.6065 \text{ cm}$ ,而  $\rho = 0$  时,  $1/e$  宽度变

为  $W_x = 7.1512 \text{ cm}$ ,  $W_y = 7.6512 \text{ cm}$ , 若要计算视线 ( $ds$ ) 穿过中性束的光谱积分强度, 则可以通过计算  $\int I_{32}(x, y, L) ds$  获得.

## 5. 结 论

通过利用 ADAS 数据库计算束衰减系数和束辐射系数, 分析了束辐射光谱强度与各参数之间的关系, 注入中性束能量越大, 等离子体密度越高, 束辐射强度就越强, 而束辐射强度随着等离子体温度的升高而变小. 在 HL-2A 托卡马克中, 束辐射光谱强度的空间分布主要受到中性束衰减、等离子体密度和温度的空间分布以及中性束注入能量的影响, 在  $n_e = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 1 \text{ keV}$  的情况下, 有约 50% 的中性粒子注入到等离子体中心, 束辐射光谱强度

在  $r/a = 0.6$  附近达到最强, 而在  $r/a = 0.9-1$  范围内, 束辐射强度迅速变弱, 从最大强度值的 75% 变为 10%. 在考虑中性束发散和束线截面中性束密度分布的情况下, 束辐射光谱强度呈二维高斯分布, 且随着中性束注入深度的增加, 光谱强度的  $1/e$  宽度也随之增大. 通过对束辐射光谱强度的空间分布计算, 对设计基于中性束的主动光谱诊断 (如 BES, MSE 等) 有重要的指导意义 (如 BES 测量密度涨落的区域可选定在弱场侧  $r/a = 0-0.9$  范围内), 特别是对基于中性束的多种等离子体参数诊断系统的光学系统设计、光电探测系统器件的选取等提供了重要数据.

本文第一作者在此衷心感谢 104 室提供中性束相关数据, 感谢 HL-2A 装置所有实验参与人员.

- [1] Janev R K, Boley C D, Post D E 1989 *Nucl. Fusion* **29** 2125
- [2] Wesson J 1997 *Tokamaks* (Oxford: Clarendon Press) p221
- [3] Hutchinson I H 2002 *Principles of Plasma Diagnostics* (New York: Cambridge University Press) p323
- [4] Fonck R J, Duperrex P A, S F Paul 1990 *Rev. Sci. Instrum.* **61** 3487
- [5] Levinton F M, Gammel G M, Kaita R, Kugel H W, Roberts D W 1990 *Rev. Sci. Instrum.* **61** 2914
- [6] Evensen H T, Durst R, Fonck R J, Paul S F 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 845
- [7] Atomic data and analysis structure <http://www.adas.ac.uk/> [2009-07-09]
- [8] Liu Y, Ding X T, Yang Q W, Yan L W, Liu D Q, Xuan W M, Chen L Y, Song X M, Cao Z, Zhang J H, Mao W C, Zhou C P, Li X D, Wang S J, Yan J C, Bu M N, Chen Y H, Cui C H, Cui Z Y, Deng Z C, Hong W Y, Hu H T, Huang Y, Kang Z H, Li B, Li W, Li F Z, Li G S, Li H J, Li Q, Li Y G, Li Z J, Liu Yi, Liu Z T, Luo C W, Mao X H, Pan Y D, Rao J, Shao K, Song X Y, Wang M, Wang M X, Wang Q M, Xiao Z G, Xie Y F, Yao L H, Yao L Y, Zheng Y J, Zhong G W, Zhou Y, Pan C H 2005 *Nucl. Fusion* **45** S239
- [9] Mandl W, Wolf R C, von Hellermann M G, Summers H P 1993 *Plasma Phys. Control. Fusion* **35** 1373
- [10] Anderson H 1999 *Ph. D. Dissertation* (Strathclyde: Strathclyde University)
- [11] Anderson H, von Hellermann M G, Hoekstra R, Horton L D, Howman A C, Konig R W T, Olson R E, Summers H P 2000 *Plasma Phys. Control. Fusion* **42** 781
- [12] Wang J G, Li Y Y, Li J G 1995 *Acta Phys. Sin.* **44** 92 (in Chinese) [王建国、李有宜、李建刚 1995 物理学报 **44** 92]
- [13] Hutchinson I H 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** 71
- [14] Kim Y J, Breun R A, Brouchous D A, Fonck R J 1990 *Rev. Sci. Instrum.* **61** 3046
- [15] Gianakon T A, Fonck R J, Callen J D, Durst R D, Kim J S, Paul S F 1992 *Rev. Sci. Instrum.* **63** 4931
- [16] Park H K 1989 *Plasma Phys. Control. Fusion* **31** 2035
- [17] Cecconello M 2003 *Ph. D. dissertation* (Stockholm: Royal Institute of Technology)
- [18] Jiao Y M, Zhou Y, Yao L H, Dong J Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1123 (in Chinese) [焦一鸣、周艳、姚良骅、董家齐 2004 物理学报 **53** 1123]
- [19] Summers H P <http://www.adas.ac.uk/man/chap3-04.pdf> [2009-07-09]
- [20] Yu D L, Yan L W, Zhong G W 2006 *Plasma Science & Technology* **8** 265

# Simulation of the neutral beam emission spectroscopy on the HL-2A tokamak

Zhong Wu-Lü<sup>†</sup> Duan Xu-Ru Yu De-Liang Han Xiao-Yu Yang Li-Mei

(Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China)

(Received 9 July 2009; revised manuscript received 19 August 2009)

## Abstract

Simulation of the neutral beam emission spectroscopy (BES) is very important for the development of spectroscopic diagnostics based on neutral beam injection in the HL-2A tokamak. The effective beam emission coefficient and the effective stopping coefficient are calculated by utilizing the ADAS database (Atomic Data and Analysis Structure, 1998). Dependence of the beam emission intensity on plasma and neutral beam parameters are analyzed, and the intensity profiles of the beam emission spectra are obtained under different neutral beam energies, plasma densities and temperature profiles. About 50% of the neutral beam particles can penetrate through the plasma core when the plasma density and temperature are of  $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  and 1 keV, respectively. The 2-D BES intensity profiles across the beam line are obtained and it peaks around  $r/a = 0.6$ .

**Keywords:** neutral beam injection, beam emission spectroscopy, beam attenuation

**PACC:** 5240M, 5270K, 5255G

---

<sup>†</sup> E-mail: zhongwl@swip.ac.cn