

$$\frac{P_4}{P_T} = 32 \left(\frac{N_0}{N_c^2(\omega)} \right) \cdot \frac{1}{(k_B T_e)^2} \cdot \frac{\lambda_0^2 L \beta \cdot P_1 P_2}{\Delta Q S^2 c^2} \quad (10)$$

很明显,这个比值是很大的。例如,等离子体的参数为

$$N_0 = 5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}, \quad T_e = 100 \text{eV},$$

当选用 $\lambda_0 = 496 \mu\text{m}$ 氟化甲烷激光,激光截面直径 $\phi 2 \text{mm}$, $L = 1 \text{cm}$, 激光功率 $\sim 10 \text{kW}$, 则得到的简并四波混频的信号功率,将是用同样的激光功率进行 90° 汤姆逊散射得到的散射功率的 10^5 倍(当 $\Delta Q \sim 3 \times 10^{-2}$, $\beta = 10$ 时)。因此,在不太高的等离子体温度时,适当选择激光波长,甚至几十毫瓦的激光功率就能得到 $\sim 10^{-14} \text{W}$ 的简并四波混频的信号功率。它说明可以用较低功率的连续远红外激光作为混频源,进行连续波诊断等离子体。

参 考 文 献

[1] Б. И. Степанов, Е. В. Ивакин, А. С. Рубанов,

Доклады Академии Наук СССР, 196 (1971), 567.

- [2] J. P. Woerdman, *Opt. Commun.*, 2(1970), 212.
 [3] R. W. Hellwath, *J. Opt. Soc. Am.*, 67(1977), 1.
 [4] A. Yariv and D. M. Pepper, *Opt. Lett.*, 1(1977), 16.
 [5] D. M. Bloom and B. C. Bjorklund, *Appl. Phys. Lett.*, 31(1977), 592.
 [6] D. M. Bloom, P. F. Liao and N. P. Economn, *Opt. Lett.*, 2(1978), 58.
 [7] W. Hartig, *Appl. Phys.*, 15(1978), 427.
 [8] P. F. Liao and D. M. Bloom, *Opt. Lett.*, 3(1978), 4.
 [9] D. C. Steel and J. F. Lam, *Opt. Lett.*, 4(1979), 363.
 [10] 钟权德, 物理学报, 30(1981), 133.
 [11] A. L. Peratt, B. L. Watterson and H. Derfler, *Phys. Fluids*, 20(1977), 1900.
 [12] N. C. Luhmann, et al., *Infrared Phys.*, 18(1978), 777.
 [13] H. C. Paudkude, et al., *Appl. Phys. Lett.*, 35(1979), 766.
 [14] A. P. Hickman and Neal. F. Lane, *Phys. Rev. Lett.*, 26(1971), 1219.
 [15] Z. Sagdeev and A. A. Galeev, *Nonlinear Plasma Theory*, Benjamin, New York, (1969).
 [16] K. Nishikawa, *J. Phys. Soc. Jap.*, 24(1968), 916; 24(1968), 1162.

用 Monte Carlo 方法计算电子散射和穿透深度

毛允静 陈永祺

(冶金工业部钢铁研究总院)

1980年10月23日收到

一、引 言

为了深入了解电子与固体相互作用时产生的特征X射线和背散射电子等信号分布情况,我们从 Rutherford 散射出发,利用 Monte Carlo 方法,在国产 TQ-16 型电子计算机上进行了计算。计算了几种纯元素的背散射系数、最大的电子穿透深度以及 Cu-Au, Ag-Au 两种合金的背散射系数。

二、数学模拟方法^[1]

电子在靶中的最大行程为 R_B , 用 Bethe 能量损失公式积分求得。Bethe 公式为^[2]

$$\frac{dE}{d(\rho s)} = -\frac{78500 Z}{E A} \ln \left(\frac{1.166E}{J} \right), \quad (1)$$

式中 Z 为原子序数, A 为原子量, ρs 为电子轨迹的质量距离, E 为电子能量, J 为平均电离能。计算中采用了两种 J 的表达式,一种是

Duncumb 的 $J^{[3]}$:

$$J = Z \left[14(1 - e^{-0.1Z}) + \frac{75.5}{Z^{(Z/7.5)}} - \frac{Z}{100 + Z} \right]. \quad (2)$$

另一种是 Berger-Seltzer 的 $J^{[4]}$:

$$J = 9.76Z + 58.5Z^{-0.19}, \quad (2')$$

因此

$$R_B = \int_{E_1}^{E_0} \left(-\frac{1}{dE/d(\rho_s)} \right) dE. \quad (3)$$

根据 Cugenven-Duncumb 建议, 式中 $E_1 = 1.03J$, 即当 $E = 1.03J$ 时, $R_B = 0$.

电子散射方向由散射角 β 和方位角 γ 决定. 散射角 β 用 Rutherford 公式计算^[5].

$$\cot\left(\frac{\beta}{2}\right) = \frac{2p}{b} = \frac{2pE}{0.0144Z}, \quad (4)$$

式中 β 为散射角, p 为碰撞参数, $b = 0.0144Z/E$,

$$p = p_0(RANUM)^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

式中 $RANUM$ 为 $(0,1)$ 区间的均匀分布随机数, 方位角 γ 是用 $(0,2\pi)$ 区间均匀分布的随机数模拟, 即

$$\gamma = 2\pi(RANUM).$$

最大碰撞参数 p_0 是以计算出的背散射系数与实验结果相吻合为前提, 经验地选择. 在行程 R_B 为 50 等分时, $p_0 = (0.54Z^{0.4}/E_0)$.

合金和纯元素的差别只是用平均原子序数 \bar{Z} 和平均原子量 \bar{A} 代替纯元素的原子序数和原子量. $\bar{Z} = \sum c_i^A Z_i$, $\bar{A} = \sum c_i^A A_i$, c_i^A 合金中第 i 个元素的原子百分浓度.

根据电子能量损失深度分布计算电子可穿透的最大深度 (ρZ_{max}) (即电子能量损失开始为零时的质量深度). 此外, 也用电子在固体中透射率开始为零时所对应的质量深度计算出 (ρZ_{max}) .

三、结果和讨论

为计算几种纯元素的背散射系数, 选用的条件是: 电子垂直入射; $E_0 = 20\text{kV}$; 行程 R_B 为 50 等分; $p_0 = 0.54Z^{0.4}/E_0$; Duncumb 的 J ,

物理

电子数目 N_{max} 为 1000. 计算结果列在表 1(1) 中, 它与 Bishop (1966a) 实验结果符合得很好. 表 1(2) 是用 Duncumb 的 p_0 , 在 100 步的条件下计算的. 表 1(3) 是用 Berger-Seltzer 的 J 计算的. 当计算的电子数目 $N_{max} = 2000$ 时, Cu 的背散射系数只改变了千分之六.

表 1 背散射系数

元素 条件	元素						
	C	Al	Fe	Cu	Ge	Ag	Au
(1)	0.060	0.171	0.308	0.321	0.350	0.435	0.528
(2)	0.051		0.288	0.324	0.333	0.413	0.532
(3)	0.059	0.174	0.319	0.325	0.358	0.425	0.534

当 $E_0 = 29\text{kV}$, Cu 的背散射系数是 0.334.

Cu-Au, Ag-Au 二元合金的背散射系数的计算结果见图 1, 直线的两端分别是二元合金中纯元素的背散射系数值. 中间成分的合金背散射系数值准确地落在它们的连线上. 所以只

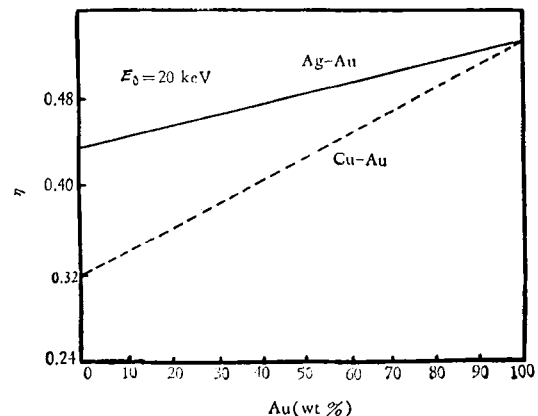


图 1 合金背散射系数与成分的关系

要知道合金中各纯组元的背散射系数, 就可以很方便地找到各种浓度的合金背散射系数, 推广到多元合金, 它们的关系可表示为

$$\eta_A = \sum_{i=1}^n c_i \eta_i, \quad (6)$$

式中 η_A 为合金的背散射系数, c_i 为合金中元素 i 的重量百分浓度, η_i 为组元 i 的背散射系数, 这个结果和实验得到的(6)式一致^[6].

根据上面计算出的散射角和方位角, 可以

确定每瞬间电子在固体中的位置.图2为 $E_0=20\text{kV}$ 的人射电子在铁靶中的轨迹.

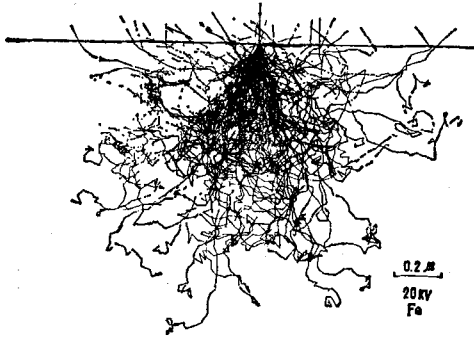


图 2

我们通过电子在固体中能量损失和透射率计算了在几种入射电子能量的条件下的几种元素的电子最大穿透深度 (ρz_{\max}).

电子穿透最大深度计算结果表明:

1. 利用电子能量损失模型和电子透射模型所得到的结果一致,如图3所示.

2. 原子序数 Z 和入射电子能量 E_0 有如下的影响: 当原子序数 Z 增大时,一方面在 Bethe 能量损失方程中的 (Z/A) 减小,平均电离能 J 增大,电子能量损失减小,因此,电子路程和 (ρz_{\max}) 增大. 另一方面,散射截面 $\sigma(\theta)$ 与 Z^2 成正比,因而电子经受弹性散射后偏离角度增大,使 (ρz_{\max}) 减小. 综合这两方面的效果,它们对 (ρz_{\max}) 的贡献有相互抵消的作用. 所以 (ρz_{\max}) 随原子序数 Z 的变化并不灵敏. 只是随 Z 的增大而稍有增加,见图3.

将不同 E_0 的 (ρz_{\max}) 值画在双对数坐标纸上, $\lg E_0$ 与 $\lg(\rho z_{\max})$ 成线性关系. 这表明 (ρz_{\max}) 是 E_0 的指数函数. 与此同时,考虑 Z 的影响,我们将 (ρz_{\max}) 与 E_0, Z 的关系用下式表示:

$$(\rho z_{\max}) \left(\frac{Z}{A}\right)^m = a E_0^n. \quad (7)$$

两次利用最小二乘方法,找出(7)式中的常数 a, n 和 m . 确定了电子穿透最大深度 (ρz_{\max}) 与 Z, E_0 的函数关系:

$$(\rho z_{\max}) = 0.0019 \left(\frac{A}{Z}\right)^{1.63} E_0^{1.71}. \quad (8)$$

入射电子能量 E_0 单位为 kV , (ρz_{\max}) 单位为 mg/cm^2 .

用 Monte Carlo 方法计算的值与用(8)式计算的值进行比较,标准误差是 $\sigma = 0.046$. 公式(8)对 Al 以上的元素均可适用. 只是在 E_0 为 10kV 时, Au 和 Al 的偏差较大,相对误差约为 10%.

为了消除分布曲线尾部统计涨落的影响,我们在透射率 $\eta_T - \rho z$ 曲线上,通过透射率为 2% 的点作切线,与 ρz 轴相交,交点即为此元素的有效穿透深度 $(\rho z_{\max})'$, 这样做的效果相

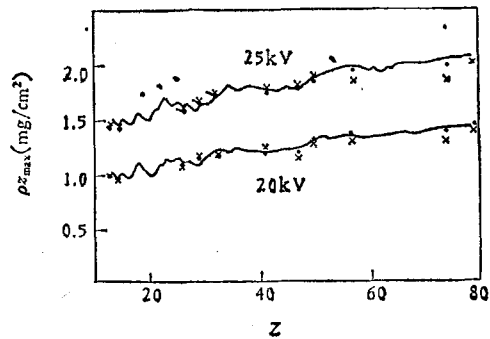


图3 (ρz_{\max}) 与 Z 的关系图

公式(11)计算值(实线);
用能量损失方法(\cdot);
用透射率方法(\times)

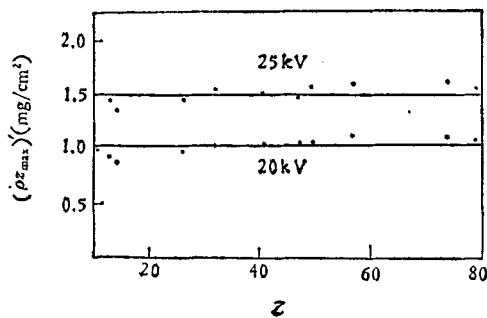


图4 $(\rho z_{\max})'$ 与 Z 的关系图

公式(12)计算值(实线);
Monte Carlo 方法计算值(\cdot)

当于去掉了少数几个穿透很深的电子(见图2). 发现当 E_0 一定时, $(\rho z_{\max})'$ 基本不随 Z 变化,如图4所示. 再根据 $\lg E_0$ 与 $\lg(\rho z_{\max})'$ 的线性关系,我们得到如下公式:

$$(\rho z_{\max})' = 0.0058 E_0^{1.72}, \quad (9)$$

(下转第 163 页)