

可控核聚变

Controllable Nuclear Fusion

——诱导冷核聚变

Induced Nuclear Fusion at Room Temperature

王家君

13501188027

目 录

第一章 概述	1
第二章 理论探讨	3
一、 冷核聚变与瞬间非平衡态	3
二、 诱导——能量传递	4
(一) 单能入射粒子束 a 与靶体系 A 核的碰撞	7
(二) 非单能的入射粒子 a 与靶核 A 的碰撞	9
(三) 靶体系中 A - A 之间的碰撞	14
三、 冷核聚变	15
(一) 诱导速率 V_t	15
(二) 聚变物质 A 的能量传递碰撞速率 V_c	20
(三)、冷核聚变速率 V_r	23
(四) $D+D$ 的聚变反应	25
四、 影响诱导核聚变反应的各种因素	33
(一) 诱导粒子的选择	33
(二) 诱导速率的影响	37
(三) 聚变物质的浓度	40
(四) 杂质对诱导冷核聚变的影响	43
(五) 可控核聚变体系的选择	46
五、 结论	46
六、 参考文献	48

此文写成于 1993 年，同期申请专利。

上月得心梗，鬼门关一游，不再藏私；发布于公司网站，以赠有缘。

诱导冷核聚变

第一章 概述

每升海水中含有 9.97×10^{21} 个 **D** 原子，地球上海水总量为 10^{18} 吨，约含有 1.49×10^{14} 吨 **D**。每克 **D** 聚变释放的能量为 3.46×10^{11} J，相当于 8290 升汽油的燃烧热。丰富的资源和能量，吸引人们在核聚变领域进行广泛的研究。但聚变反应需要足够的能量克服库仑位垒，只有 **D** 的动能达到 $0.1 \text{MeV}^{[1]}$ 以上时，才能观察到相当数值的反应截面。对于平均动能为 0.1MeV 的 **D** 核，其对应的热力学温度为 10^9K ，这是很难达到的。氢弹是用原子弹爆炸产生的高温来实现的核聚变，只能用于军事目的。利用高温等离子体实现的核聚变称为热核聚变。这方面的研究只要有磁约束型和惯性约束型等离子体。磁约束型是利用磁场对高温等离子体进行约束，具有代表性的有 **Tokamak** 环形聚变反应器；惯性约束则有利用激光照射聚变物质以图引发聚变的聚变反应器。1991 年 11 月 9 日在英格兰牛津郡欧洲联合环形聚变反应堆进行第一次产生了大约 1.7 兆瓦的电力的聚变，持续时间为 2 秒；1997 年 11 月 3 日，联合欧洲环（**JET**）受控核聚变研究中心创造了受控核聚变输出功率的世界纪录是 16.1 兆瓦，这是迄今为止最为鼓舞人心的热核可控聚变反应的研究进展。尽管人们在加热等离子体方面作了很大努力，但要使聚变反应能够点火并持续下去还是困难重重。自从 **Fleischman** 和 **Pans**^[2] 以及 **Jones**^[3]，发现电化学室温聚变现象以来，人们进行了大量的实验验证和理论探讨，由于实验结果很难重复，不少人对此产生了怀疑。但这并没有减少科学家对不需高温等离子体条件下实现核聚变——冷核聚变这一领域探索的热情。

电化学核聚变的机理^[4]，众说纷纭，主要有：

(1) **M. N. Guinan** 等人提出的氘化金属中氘核聚变是由宇宙射线中的负 α 子催化效应引起的。但日本东京大学 **K. Nagamine** 等人利用加速器 **UT-MSL**、**KEK** 来产生负 α 子注入氘化钯 [**Pd (D)**] 上，以验证 **M. N. Guinan** 等人的推测，未发现有明显的聚变速率，**M. N. Guinan** 的推测未能被实验证实^[4]。

(2) 马永利^[5]、王顺金^[6]和 **Jones**^[3]等，认为在电解过程中氘进入金属晶体（如 **Pd**，**Pt**）空隙区域，由于强的 **Coulomb** 屏蔽作用，氘电离形成了室温等离子体，

而电子振动与晶格振动作用的结果，产生了集体屏蔽，从而使得穿透库位垒的隧道几率显著提高。即屏蔽 **Coulomb** 势垒机制。

(3) **H. Funth**^[7]和 **F. J. Mayev**^[8]等人认为，电化学引起的氘聚变，是由于电解使金属内部载有大量的氘，导致应力很大而产生裂缝，在裂缝两侧的晶格表面上存在不平衡的电荷，进入裂缝的 **D** 被加速而撞击晶格中的 **D**，引起核聚变。这种机制称为微热核聚变机制。

如果电解 **D₂O** 而引起的核聚变是按照微热核聚变机制或屏蔽 **Coulomb** 势垒机制来实现的话，这二种机制所描述的实验环境易于重复，那么应该在电解 **D₂O** 实现核聚变的实验上，具有较好的重现性。但事实上，电化学核聚变的重现性很差。

本文认为对于 **D** 或 **D** 与 **T** 的混合体系，可以用足够能量的 **n**、**α**或其它粒子、离子与 **D** 碰撞，产生能量传递，相应的获得能量的 **D** 与体系中其它的 **D** 或 **T** 碰撞引起聚变反应。电解 **D₂O** 产生的核聚变可能是宇宙射线中的重粒子或 **K** 介子、**Σ**超子、质子等撞击富含 **D** 的钚或其它金属电极表面，导致核聚变的产生。电解只不过是將 **D** 富集于电极表面以增加表面上 **D** 的密度而已。由于宇宙射线的随机性和纬度效应，使得各地甚至同一实验室所做的电解 **D₂O** 的冷核聚变试验也未必重复。**β**射线或其它轻粒子也可以用类似的机理使体系中部分 **D** 和 **T** 获得足够的能量，并导致核聚变。但由于**β**射线或其它轻粒子的能量传递能力不如介子、离子或其它重粒子（如**α**、**n**、**p**等），所以它们引发的冷核聚变可能性相应减少。

第二章 理论探讨

一、冷核聚变与瞬间非平衡态:

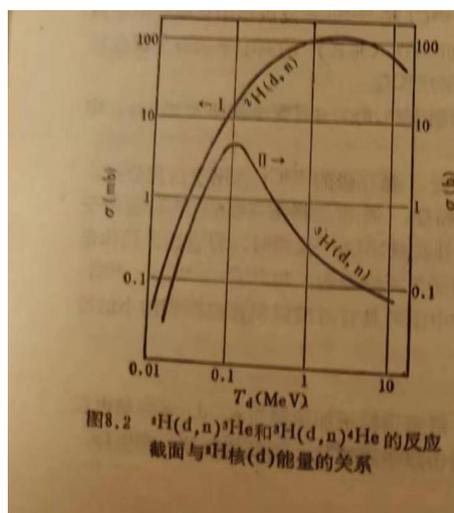


图8.2 ${}^1\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ 和 ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ 的反应截面与 ${}^2\text{H}$ 核(d)能量的关系

上述聚变反应的激发函数曲线见图(1)

对于 **D-D** 聚变反应，需要克服 **0.4MeV** 的库仑位垒。但由于量子力学的隧道效应的存在，当入射的 **D** 的能量大于 **0.1MeV** 时，其聚变反应截面就比较大了。

常温下处于热力学平衡的 **D₂**，其能量服从麦克斯韦分布，**T=300K** 时，出现 **D** 的能量大于 **0.1MeV** 的几率为零。如果通过量子力学的隧道效应进行聚变，**S.Koorn**^[4]等。进行了计算，其几率为 **10⁻⁶⁴/分子·秒**，这与 **Fleischman** 和 **Jans** 观察到的实验结果不符。

如果通过高能粒子与 **D** 碰撞，使 **D** 获得足够的能量以克服聚变反应的库仑位垒，对于 **D** 或 **D+T** 的混合体系，有可能导致反应(1)和(2)的发生。从图(1)可知，具有足够反应截面的入射 **D** 粒子，对于反应(1)其能量应大于 **0.1MeV**；对于反应(2)其能量应大于 **0.05MeV**。就反应(1)而言，作为传递能量给体系中 **D** 核的入射粒子 **a** 的能量应在 **0.1 MeV** 以上方才有效。对于能量为 **0.1 MeV** 的 **D**、**α**、**n**、**p** 等，其运动速度在 **10⁶m/s** 以上，但 **25℃** 时 **D₂** 的热力学平均速率

为 10^3m/s ；若以能量大于 0.1 MeV 的 α 、 n 等作为传递能量的入射粒子（简称为诱导粒子），通过碰撞使体系中的聚变物质 D 获得足够的能量，以实现冷核聚变，其碰撞的传能过程和碰撞聚变过程相对于体系热力学平衡过程而言，是在瞬间完成的。在这瞬间，体系中绝大部分 D 仍处于原始状态。我们将这种瞬间状态称为瞬间非平衡态，相应的作为传递能量的入射粒子称为诱导粒子。通过诱导粒子传递能量使体系实现的冷核聚变称为诱导冷核聚变。如果体系的物质密度和容量足够大，粒子逃逸出体系的可能性可以忽略的话，诱导引起的冷核聚变的产物又可作为新的诱导粒子，使聚变以链式反应进行。

二、 诱导——能量传递

通过入射粒子诱导冷核聚变，其实质就是通过碰撞将入射粒子的能量传递给聚变物质，从而引起冷核聚变。假设有质量为 m_a 的粒子 a ，其速度为 v_{a1} ，与靶核 A 作弹性碰撞，靶核 A 的质量为 m_A 。

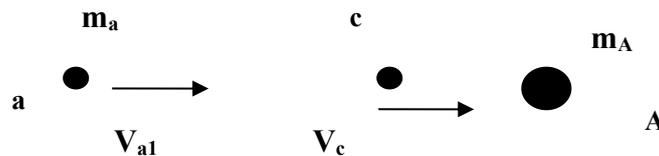


图 (2)、 a — A 碰撞前（实验室坐标系 系）

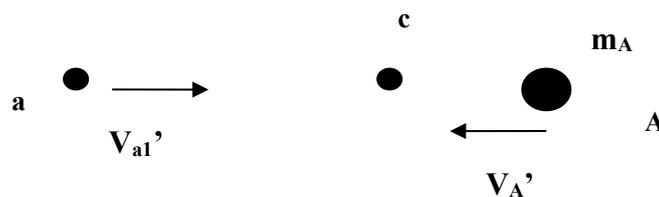


图 (3)、 a — A 碰撞前（质心坐标系,C 系）

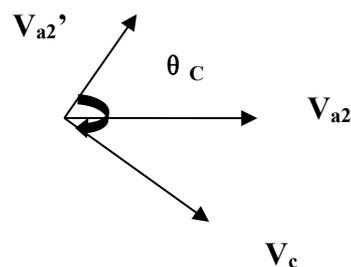


图 (4)、**a—A** 碰撞后 (实验室坐标系和质心系的速度变换)

C 点为 **a** 粒子和靶核 **A** 构成的质心

$$V_c = (m_a / (m_a + m_A)) \times V_{a1} \quad (1a)$$

在质心坐标系中;

$$V_{a1}' = (m_A / (m_a + m_A)) \times V_{a1} \quad (1b)$$

$$V_{A1}' = (m_a / (m_a + m_A)) \times V_{a1} \quad (1c)$$

若碰撞后, **a** 粒子在质心系中的速度为 V_{a2}' , 靶核 **A** 获得的速度为 V_{A2}'

假设 I: 假设 **a** 粒子与靶核 **A** 发生弹性碰撞(初期的有限几次碰撞)

根据动量守恒定律和能量守恒定律可得:

$$V_{a2}' = V_{a1}' \quad (2a)$$

$$V_{A2}' = V_{A1}' \quad (2b)$$

$$V_{a2}^2 = \{ (m_a^2 + m_A^2 + 2 m_a m_A \cos(\theta_C)) / (m_a + m_A)^2 \} \times V_{a1}^2 \quad (3)$$

V_{a2} 为碰撞后实验室坐标系中 **a** 粒子的速度;

θ_C 为质心系中 **a** 粒子与 **A** 核碰撞后的散射角, $\theta_C = 0 \sim 180^\circ$;

在实验室坐标系中, 若碰撞前 **a** 粒子的动能为 T_{a1} , 碰撞后为 T_{a2} ; 碰撞后 **A** 核获得的动能为 T_{A1} 。则有:

$$T_{a2} = \{ (m_a^2 + m_A^2 + 2 m_a m_A \cos(\theta_C)) / (m_a + m_A)^2 \} \times T_{a1} \quad (4)$$

$$T_{A1} = T_{a1} - T_{a2} \quad (5)$$

$$T_{A1} = \{ 2 m_a m_A(1 - \cos(\theta_C)) / (m_a + m_A)^2 \} \times T_{a1} \quad (6)$$

假设 II: 若 a 粒子与靶核 A 碰撞后在质心系中沿任何方向散射的几率相同, 则碰撞后 A 核的平均动能:

$${}^{av} T_{A1} = \{ 2 m_a m_A / (m_a + m_A)^2 \} \times T_{a1} \quad *1 \quad (7)$$

注*1: 文中若非特别注明, 一切物理量均指实验室坐标系中的物理量。

同理可推:

$${}^{av} T_{An} = \{ 2 m_a m_A / (m_a + m_A)^2 \} \times T_{an} \quad (7)$$

$$T_{an} = \{ (m_a^2 + m_A^2 + 2 m_a m_A \cos(\theta_C)) / (m_a + m_A)^2 \} \times T_{a n-1} \quad (8)$$

T_{an} : a 粒子与体系中靶核 A 第 n 次弹性碰撞前的动能;

T_{An} : a 粒子与体系中的靶核 A 作第 n 次弹性碰撞后 A 核获取的动能。

对于 D 或 D 与 T 的混合物体系, 若诱导粒子为中子 n, 由于 D 和 T 均无 γ 放射性, 发生 n 与 D 或 T 核中的核子交换而导致 D 与 T 核激发这种可能性很少, 其诱导碰撞可以认为是弹性碰撞, 满足假设 I 的条件。在 n 的能量从 eV—MeV 的范围内, 均能满足在质心系中沿任何 θ_C 角散射的几率相同, 因而也能满足假设 II 的条件。

若诱导粒子为带电粒子或离子, 电离作用产生的能量损失为:

$$(\partial T_a / \partial x)_{ion} = (4\pi Z_a^2 e^4 / m_e V_a^2) \cdot N_a \cdot Z_A \cdot \{ \ln(2 m_e V_a^2 / {}^{av} I) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \} \quad (9)$$

上式中: Z_a : 诱导粒子 a 的电荷数

V_a : 诱导粒子 a 的速度

Z_A : A 核的核电荷数

N_A : 单位体积中 A 核的数目

${}^{av} I$: 体系中物质的平均电离能

$$\beta = V_a/C$$

从(9)式可知, 电离损失与诱导粒子 **a** 的速度的平方 (V_a^2) 成反比。以 **D-D** 聚变反应为例。根据图(1)可知, 诱导粒子的能量应在 **0.1MeV** 以上, 所对应的速度很大, 在瞬间非平衡态中, 其电离损失可以忽略。如果诱导粒子 **a** 本身在碰撞中不发生核能级变化的话, 则可以认为满足假设 **I** 的条件。碰撞引起的在质心系中沿任何 θ_c 角的散射几率近似相同。

若以 **a** 代表诱导粒子, 靶 **A** 表示聚变物质, 从式(4)、(6)可知, 经碰撞后 **a** 粒子和 **A** 核的能量均遵循质心系的散射角 θ_c 分布。基于上述的讨论, 我们可以得出诱导粒子 **a** 和靶核 **A** 的能量分布函数及它们之间的关系。

(一) 单能入射粒子束 **a** 与靶体系 **A** 核的碰撞

若 **a** 粒子的初始能量为 E_0 , 碰撞后其能量为 E , **A** 核的能量为 T_A , 则一次碰撞后:

$$E = \{Q_1 + Q_2 \cos(\theta_c)\} \cdot E_0 \quad (10a)$$

$$T_A = Q_2 \cdot \{1 - \cos(\theta_c)\} \cdot E_0 \quad (10b)$$

其中:

$$Q_1 = (m_a^2 + m_A^2) / (m_a + m_A)^2 \quad (11a)$$

$$Q_2 = 2 m_a m_A / (m_a + m_A)^2 \quad (11b)$$

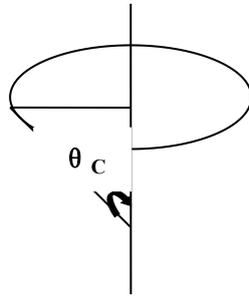


图 5: 单位球

1: a 粒子的能量分布函数 $n_a(E)$

单能入射粒子 a , 与 A 核一次碰撞后, 若能量为 E 时的概率为 $n_a(E)$ 。若在 $E \sim E+dE$ 区间内, 相应的散射角为 $\theta_C \sim \theta_C+d\theta_C$, 由于 a 粒子与 A 核碰撞后在质心系坐标中沿任何方向散射的几率相同, 则有:

$$n_a(E) dE = 2\pi \cdot \sin(\theta_C) \cdot d\theta_C / 4\pi = -(1/2) \cdot d(\cos(\theta_C)) \quad (12)$$

由 (10a) 得:

$$dE = Q_2 \cdot E_0 \cdot d\{\cos(\theta_C)\} \quad (13)$$

$$n_a(E) = -1/(2Q_2 \cdot E_0) \quad (14a)$$

$$\theta_C = 0; E = E_0 \quad (14b)$$

$$\theta_C = \pi; E = \{Q_1 - Q_2\} \cdot E_0 \quad (14c)$$

由 (14a) 进行归一化, 得

$$n_a(E) = 1/(2Q_2 \cdot E_0) \quad (14d)$$

2、碰撞后 A 核的能量分布函数 $n_A(T_A)$

同理可得:

$$n_A(T_A) = -1/(2Q_2 \cdot E_0) \quad (15a)$$

$$\theta_C = 0; T_{A \min} = 0 \quad (15b)$$

$$\theta_C = \pi; T_{A \max} = 2Q_2 \cdot E_0 \quad (15c)$$

对 $n_A(T_A)$ 进行归一化, 得:

$$n_A(T_A) = 1/(2Q_2 \cdot E_0) \quad (15d)$$

$n_A(T_A)$ 为 **a-A** 一次碰撞后 **A** 核在能量为 T_A 时出现的几率。

(二) 非单能的入射粒子 **a** 与靶核 **A** 的碰撞

能量分布函数为 $n(E)$ 的入射粒子 **a**, 与 **A** 核发生碰撞后, 在能量为 T_a 时出现的几率为 $n_{a1}(T_a)$; 相应的 **A** 核在能量为 T_A 时出现的几率为 $n_{A1}(T_A)$;

1、诱导粒子 **a** 的能量分布函数 $n_{a1}(T_a)$:

根据 (10a) 可知:

$$T_a = \{ Q_1 + Q_2 \cos(\theta_C) \} \cdot E \quad (16)$$

θ_C 的取值范围为 $0 \sim 180^\circ$, 则满足 (16) 的诱导粒子 **a** 的能量 E 为:

$$\theta_C = 0; E = T_a \quad (17a)$$

$$\theta_C = \pi; E = T_a / \{ Q_1 - Q_2 \} \quad (17b)$$

若诱导粒子 **a** 的能量 E 的范围: $[E_{\min}, E_{\max}]$, E_{\min} 为起诱导作用的入射粒子 **a** 的能量最小值, E_{\max} 为其能量的最大值, 由(16)可知, 碰撞后 **a** 粒子的能量 T_a 的范围:

$$T_{a \min} = \{ Q_1 - Q_2 \} \cdot E_{\min} \quad (18a)$$

$$T_{a \max} = E_{\max} \quad (18b)$$

诱导粒子 **a** 碰撞后，在质心系中沿任何方向散射的几率相同，
在 $\theta_c \sim \theta_c + d\theta_c$ 的区间内出现的概率为：

$$P(\theta_c) \cdot d\theta_c = (1/2) \cdot \sin(\theta_c) \cdot d\theta_c \quad (19)$$

根据 (16)，(19) 式，当诱导粒子 **a** 在碰撞后具有能量为 T_a 时，相应的能量 **E** 的范围为 $E_1 \sim E_2$ ，对应的 θ_c 为 $\theta_{c1} \sim \theta_{c2}$ ：
则：

$$\begin{aligned} n_a(T_a) &= \int_{\theta_{c1}}^{\theta_{c2}} n(E) \cdot p(\theta_c) d\theta_c \\ &= (1/2) \cdot \int_{E_1}^{E_2} n(E) \cdot d(-\cos(\theta_c)) \\ &= (1/2) \cdot \int_{E_1}^{E_2} \{T_a / (Q_2 E^2)\} n(E) dE \end{aligned} \quad (20a)$$

上式的积分上下限可由 (16)、(17a)、(17b) 和 E 的能量区间联合给出。

$$\begin{aligned} &\theta_{c1} = 0; E_1 = T_a \quad (20b) \\ \theta_{c2} &= \begin{cases} \pi; E_2 = T_a / \{Q_1 - Q_2\} & (E_2 \leq E_{\text{omax}}) \\ \arccos\{(T_a - Q_1 \cdot E_{\text{omax}}) / (Q_2 \cdot E_{\text{omax}})\} & (E_2 = E_{\text{omax}}) \end{cases} \end{aligned} \quad (20c)$$

对 $n_{a1}(T_a)$ 进行归一化：

$$\int_{T_{a \min}}^{T_{a \max}} C_{a1} \cdot n_{a1}(T_a) dT_a = 1 \quad (20d)$$

$$\int_{T_{a \min}}^{T_{a \max}} \int_{E_{a \min}}^{E_{a \max}} \{(C_{a1} \cdot T_a) / (2Q_2 \cdot E^2)\} n(E) dE \cdot dT_a \quad (20e)$$

C_{a1} 为 $n_{a1}(T_a)$ 的归一化系数。

$$n_{a1}(T_a) = (C_{a1}/2) \cdot \int_{E_1}^{E_2} \{(T_a) / (Q_2 \cdot E^2)\} \cdot n(E) dE \quad (21)$$

当 $n_a(E) = 1/(2Q_2 \cdot E_0)$ 时,

$$C_{a1} = 1 \quad (22)$$

2、靶核 A 的能量分布函数 $n_{A1}(T_A)$:

E 的区间为 $[E_{\min}, E_{\max}]$, T_A 取值范围由 (10b) 求得:

$$*2 \quad 0 \leq T_A \leq 2Q_2 E_{\max} \quad (23)$$

注*2: 原则上, 应是 $T_{A0} \leq T_A \leq 2Q_2 E_{\max}$, 其中 \bar{A}_0 为体系中靶 A 处于热力学平衡时的平均动能, 即基本底值。从瞬间非平衡态观点来看, 由于碰撞获得的能量远远大于 A 核的本底值, 这种假设不会引入误差。

同理可推得:

$$n_{A1}(T_A) = -(1/2) \cdot \int_{E_1}^{E_2} \{T_A / (Q_2 E^2)\} n(E) dE \quad (24a)$$

$$\left[\begin{array}{l} \theta_{C1} = \arccos\{(Q_2 \cdot E_{\max} - T_A) / (Q_2 \cdot E_{\max})\} \quad (E_1 = E_{\max}) \quad (24b) \\ \theta_{C2} = \pi; \end{array} \right.$$

$$E_2 = T_A / (2Q_2) \quad (24c)$$

对 $\mathbf{n}_{A1}(T_A)$ 进行归一化

$$\int_0^{2Q_2 E_{0 \max}} C_{A1} \cdot n_{A1}(T_A) dT_A = 1 \quad (25)$$

C_{A1} 为 $\mathbf{n}_{A1}(T_A)$ 的归一化系数

则:

$$\mathbf{n}_{A1}(T_A) = (C_{A1}/2) \cdot \int_{E_{0 \max}}^{T_A/(2Q_2)} \{(T_A)/(Q_2 \cdot E^2)\} \cdot n(E) dE \quad (26)$$

当 $\mathbf{n}(E) = 1/(2Q_2 \cdot E_0)$ 时:

$$C_{A1} = 2$$

同理可推得诱导粒子 \mathbf{a} 与 \mathbf{A} 核作第 \mathbf{m} 次碰撞后, 诱导粒子 \mathbf{a} 和靶核 \mathbf{A} 的能量分布函数。

设起诱导作用的入射粒子 \mathbf{a} , 在与本体 \mathbf{A} 核作第 \mathbf{m} 次碰撞前的能量分布函数为 $\mathbf{n}_{am-1}(E)$, 碰撞后的能量分布函数为 $\mathbf{n}_{am}(E)$ 。

则:

$$\mathbf{n}_{am}(T_a) = (C_{am}/2) \cdot \int_{E_{m1}}^{E_{m2}} \{(T_a)/(Q_2 \cdot E^2)\} \cdot n_{am-1}(E) dE \quad (27)$$

C_{am} 为 $\mathbf{n}_{am}(T_a)$ 的归一化系数

$$\left[\begin{array}{l} \mathbf{E}_{m1} = \mathbf{T}_a \end{array} \right. \quad (27a)$$

$$\mathbf{E}_{m2} = \left[\begin{array}{l} \mathbf{T}_a / \{ \mathbf{Q}_1 - \mathbf{Q}_2 \} \\ \mathbf{E}_{0max} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (\mathbf{E}_{m1} \leq \mathbf{E}_{0max}) \\ (\mathbf{E}_{m2} = \mathbf{E}_{0max}) \end{array}$$

(27b)

a 粒子与靶核 **A** 作第 **m** 次碰撞时，相应的 **A** 核的能量分布函数为 $\mathbf{n}_{Am}(\mathbf{T}_A)$ 则：

$$\mathbf{n}_{Am}(\mathbf{T}_A) = (-C_{Am}/2) \cdot \int_{E_{0max}}^{T_A/(2Q_2)} \{ (T_A)/(Q_2 \cdot E^2) \} \cdot n_{am-1}(E) dE \quad (28)$$

C_{Am} 为 $\mathbf{n}_{Am}(\mathbf{T}_A)$ 的归一化常数

$$\left[\begin{array}{l} \mathbf{T}_{Amin} = 0 \end{array} \right. \quad (28a)$$

$$\left[\begin{array}{l} \mathbf{E}_{m2} = 2Q_2 \mathbf{E}_{0max} \end{array} \right. \quad (28b)$$

(三) 靶体系中 A-A 之间的碰撞

诱导粒子 **a** 射入靶 **A** 核体系中，通过碰撞使聚变物质 **A** 核获得能量。获得能量的这部分 **A** 核与本体中的 **A** 核发生碰撞时，有的可能引起核聚变，也有可能只发生能量交换。对于发生能量交换这种状况，将已从诱导粒子 **a** 处获得能量的 **A** 核，不论是直接与 **a** 碰撞获得的能量，还是间接与 **A** 核碰撞获取来于 **a** 粒子的能量，看作“入射”粒子，为了与 **a** 粒子便于区分，定义它为准入射粒子，其能量分布函数为 $n_A(E)$ ，与本体中的 **A** 核碰撞后，在能量为 T_A 时 **A** 核出现的几率为 $\lambda_A(T_A)$ 。它应是准入射 **A** 核与被它所轰击的 **A** 核二者碰撞后在能量为 T_A 时所出现的总的几率。

核 A-A 碰撞；

$$Q_1=Q_2=1/2 \quad (29)$$

碰撞前	碰撞后
准入射 A 核, $n_A(E)$	A, $\lambda_A(T_A)$
E_{A0max}	$T_{Amax} = E_{A0max}$ (30a)
E_{A0min}	$T_{0min} = 0$ (30b)

$$\lambda_A(T_A) = C_A \cdot \{[\lambda_A(T_A)]_{\lambda_{射}} + [\lambda_A(T_A)]_{\lambda_{靶体}}\} \quad (31)$$

$$\lambda_A(T_A) = 2 \cdot C_A \int_{T_A}^{E_{A0max}} \{(T_A)/(E^2)\} \cdot n_A(E) dE \quad (32)$$

当 $n_A(E) = 1/E_{A0max}$ 时, $C_A = 1$

同理，第 **i** 次 A-A 碰撞后，准入射 **A** 核与被撞击的 **A** 核在碰撞作用后能量为 T_A 时出现的总几率 $\lambda_{Ai}(T_A)$ ：

$$\lambda_{Ai}(T_A) = 2 \cdot C_{Ai} \int_{T_A}^{E_{A0 \max}} \{(T_A)/(E^2)\} \cdot n_{Ai}(E) dE \quad (33a)$$

$n_{Ai}(E)$ 为准入射 **A** 核在第 **i** 次与本体中的 **A** 核碰撞前的能量分布函数

$$n_{Aj}(E) = \lambda_{Aj-1}(E) \quad (j=1, 2, 3, \dots) \quad (33b)$$

C_{Ai} 为归一化系数。

随着碰撞级次的增加，大于某一能量值的 **A** 核的比例越来越小，能量趋于平均比。这对于利用诱导粒子传递能量的诱导冷核聚变，显然不利。

三、冷核聚变

通过入射粒子 **a** 撞击聚变物质 **A** 核，使 **A** 核获得足够的能量，在瞬间非平衡态实现核聚变。若作为诱导粒子的入射粒子 **a**，在瞬间非平衡态中与体系中 **A** 核的传能碰撞速率称之为诱导速率 V_t ；在诱导过程中获得能量的 **A** 核与体系本体中的 **A** 核碰撞的速率为 V_c ，在此碰撞过程中发生核聚变的速率为 V_r ，则 V_r 与 V_c 成正相关， V_c 与 V_t 成正相关。

在瞬间非平衡态中，由于入射粒子 **a** 的数量 I_a (粒子/s) 与体系中聚变物质 **A** 核的数量 n_A 比较， $n_A \gg I_a$ ，我们可以认为，诱导粒子 **a** 与体系中 **A** 核的每一次碰撞，以及已获得能量的 **A** 核在体系中发生的每一次碰撞，均看作与体系本体中的 **A** 核发生碰撞，忽略 **a-a** 和已获得能量的 **A** 核（准入射核 **A**）之间的碰撞，并且将本体中的 **A** 核的浓度 n_A 视为不变。这在瞬间非平衡态中，对于聚变截面大大小于散射作用截面的体系，引起的误差可以忽略。

（一）诱导速率 V_t

起诱导作用的入射粒子 **a**（或称为诱导粒子）与聚变物质 **A** 核的碰撞概率为 P_{aA} ，则 $V_t \propto P_{aA}$ 。

假设有一束入射粒子 \mathbf{a} ，其动量为 \mathbf{P}_a ，与 \mathbf{A} 核碰撞。入射粒子对应的轨道角动量：

$$\vec{M}_{l_a} = \vec{P}_a \times \vec{D}_{l_a} \quad (34)$$

D_{l_a} 为 \mathbf{A} 核中心与入射粒子 \mathbf{a} 射线之间的垂直距离

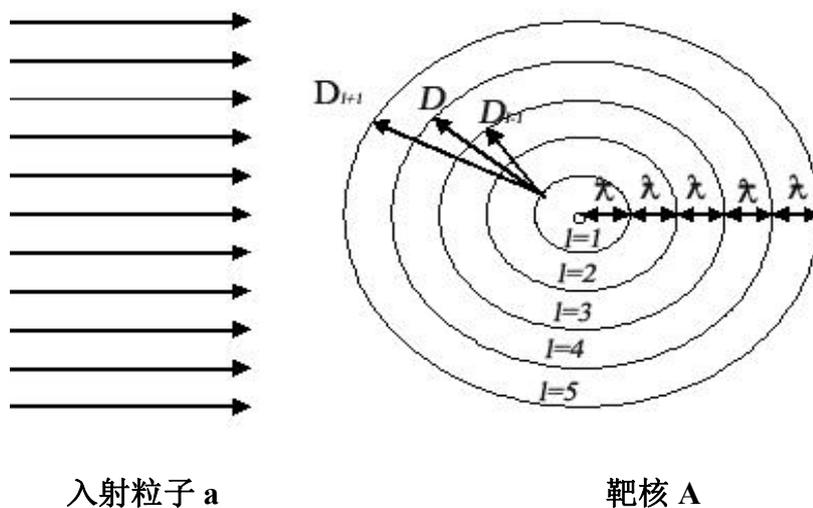


图 (6)、入射粒子 \mathbf{a} 的轨道动量 \mathbf{l}_a 及 \mathbf{S}_a 的示意图

根据量子化理论：

$$M_{l_a} = \sqrt{l_a \cdot (l_a + 1)} \cdot \hbar \quad (l_a = 1, 2, 3, 4, \dots) \quad (35)$$

$$\hbar \lambda_a = \hbar / p_a \quad (36)$$

将 (35)、(36) 代入 (34) 解得：

$$D_{l_a} = \sqrt{l_a \cdot (l_a + 1)} \cdot \hbar \lambda_a \quad (37)$$

轨道量子数为 l_a 的粒子 a ，分布在离靶核 A 中心半径为 D_{l_a} 的圆环内，圆环面积应等于内径为 D_{l_a-1} ，外径为 D_{l_a+1} 的圆环面积的一半。

$$\begin{aligned} S_{l_a} &= (\pi/2) \cdot (D_{l_a+1}^2 - D_{l_a-1}^2) \\ &= (2l_a + 1)\pi \tilde{\lambda}_a^2 \end{aligned} \quad (38)$$

碰撞使粒子 a 的能量传递给 A 核，必须在靶核 A 的核力作用范围内才能发生，若核 A 的核力半径为 R_A ，则取 l_a 的上限为 $R_A/\tilde{\lambda}_a$ ：

a 粒子撞击 A 核的作用截面积为：

$$\begin{aligned} S_a &= \sum_{l_a=0}^{R_A/\tilde{\lambda}_a} S_{l_a} \\ &= \sum_{l_a=0}^{R_A/\tilde{\lambda}_a} \pi(2l_a+1)\tilde{\lambda}_a^2 \\ S_a &= \pi \cdot (R_A + \tilde{\lambda}_a)^2 \end{aligned} \quad (39)$$

根据相对运动的观点， a 粒子以 V_a 的速度向静止的靶核 A 撞击时，可以看成是 A 核以 V_a 的速度向静止的靶 a 撞击。同理，我们可以得到 A 核撞击靶 a 的作用截面为：

$$S_A = \pi \cdot (R_a + \tilde{\lambda}_A)^2 \quad (40)$$

诱导粒子 a 与单位截面内含有一个靶核 A 之间的碰撞的概率为 P_{aA} ，显然 P_{aA} 与 S_a 、 S_A 成正相关。

$$P_{aA} \propto f(S_a \cdot S_A) \quad (41)$$

$F(S_a, S_A)$ 是 S_a, S_A 的递增函数。

i: P_{aA} 是描述单位面积内只含 1 个 A 核时, 诱导粒子 a 与之发生碰撞的几率, 因此 P_{aA} 应该具有面积量纲。

ii: 当 $a=A$ 时, 诱导粒子 a 与靶核 A 的作用, 与把 a 看作靶以 A 撞击 a 的作用效果互为镜像, 其作用概率应是 S_A 。

可将 (41) 式改写成:

$$P_{aA} = (S_a \cdot S_A)^{1/2} \quad (42)$$

令 P_{aA}^e 为单位面积内只含 1 个 A 核时, 诱导粒子 a 与之发生弹性碰撞的几率, 则有:

$$P_{aA}^e = k \cdot (S_a \cdot S_A)^{1/2} \quad (43)$$

上式中 k 为入射粒子 a 到达靶核 A 表面时发生弹性散射的几率。它与 a 粒子的能量和 a 与 A 核的作用性质有关。当 a 粒子与 A 核不发生核能级激发或核发应, 并且忽略电离作用时, $k=1$; 当有核能级激发、核反应或电离作用存在时, $k < 1$ 。

$$k \leq 1 \quad (44)$$

在聚变物质 A 的体系中, A 核的密度为 n_A , 单位时间入射粒子数为 I_{a1} , 入射的诱导粒子 a 与 A 核产生第一次碰撞所经过的平均距离为 d_1 , 若靶体系的直径为 D_0 。当 $D_0 \gg d_1$ 时, 瞬间非平衡态中入射粒子 a 不逃逸出体系, 则有 a 粒子与 A 核产生第一次碰撞的数量, 即作为第一级诱导速率 V_{t1} :

$$V_{t1} = P_{aA} \cdot n_A \cdot d_1 \cdot I_{a1} \quad (45a)$$

当有非弹性碰撞因素存在时，即 **a** 粒子与 **A** 核有核激发或电离作用、核反应存在时，诱导速率 V_{t1} 为：

$$V_{t1} = P_{aA}^e \cdot n_A \cdot d_1 \cdot I_{a1} \quad (45b)$$

诱导粒子 **a** 与 **A** 核产生第 **i** 次弹性碰撞数为 V_{ti} ，即为第 **i** 级诱导速率。

$$V_{ti} = K_i \cdot n_{Ai} \cdot d_i \cdot I_{ai} (S_{ai} \cdot S_{Ai})^{1/2} \quad (46)$$

d_i 为 **a** 粒子与 **A** 核发生第 **i-1** 次碰撞到发生第 **i** 次碰撞的间隙中，**a** 粒子所经过的平均距离。

I_{ai} 为 **a** 粒子与 **A** 核作第 **i** 次碰撞时，**a** 粒子的强度。 n_{Ai} 为 **a** 粒子与 **A** 核第 **i** 次碰撞时，体系中 **A** 核的浓度，一般视体系中的 **A** 核浓度在瞬间非平衡态中为常数。

$$n_{Ai} = n_{Ai-1} = \dots = n_{A1} \quad (i=1,2,3\dots) \quad (47)$$

K_i , S_{ai} , S_{Ai} 对应于 (43) 式中 P_{aAi}^e 的各项因素， K_i 为 **a** 粒子到达 **A** 核表面时发生弹性散射的几率， S_{ai} , S_{Ai} 分别为以 **a** 粒子撞击 **A** 核和以 **A** 核撞击 **a** 粒子的作用截面。

I_{ai} , I_{ai-1} , ... I_{a1} 之间的关系为：

$$I_{ai} = I_{ai-1} - \rho_{i-1} \cdot I_{ai-1} \quad (i=1,2,3\dots) \quad (48a)$$

$$I_{ai} = I_{a1} - \sum_{j=1}^{i-1} \rho_{i-1} \cdot I_{ai-1} \quad (j=1,2,3\dots,i-1) \quad (48b)$$

ρ_j 为第 **j** 级 **a-A** 碰撞时，**a** 粒子通过逃逸出体系或核反应所消耗的份额。当 **a-A** 不发生核反应时，而且 $\sum_{j=1}^{i-1} d_j$ 时（即可忽略 **a** 粒子逃逸出体系的可能）；

$$I_{ai} = I_{ai-1} = \dots = I_{a1} \quad (i=1,2,3\dots) \quad (48c)$$

由 (46)、(47)、(48c) 可得:

$$V_{ii} = K_i \cdot n_{Ai} \cdot d_i \cdot I_{ai} (S_{ai} \cdot S_{Ai})^{1/2} \quad (49)$$

上式中只考虑了弹性碰撞作用对有效的能量传递的贡献,但实际情况中。如非弹性散射或电离作用,对于有效的能量传递也有部分贡献,可对(49)中的 K_i 略作修正。

(二) 聚变物质 A 的能量传递碰撞速率 V_c

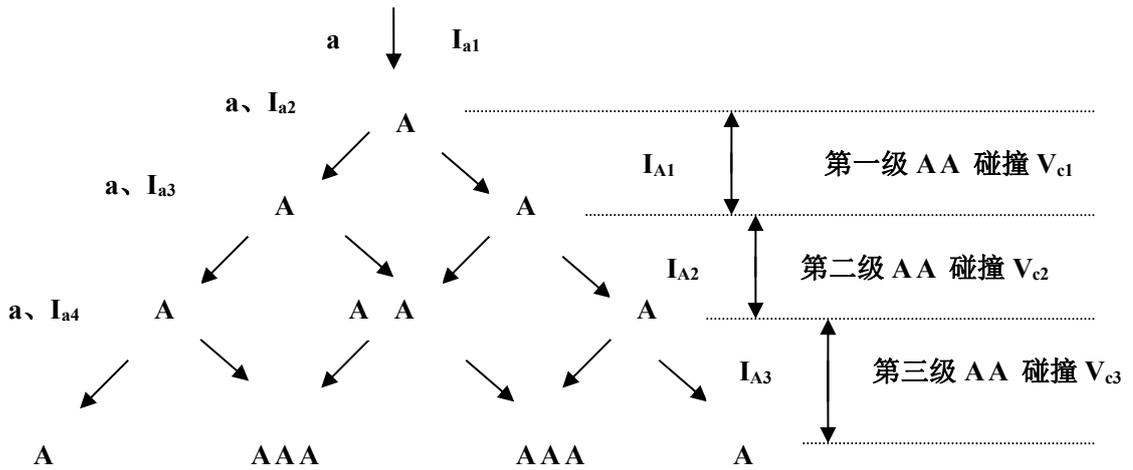


图 (7)、体系中诱导粒子 a 与聚变物质 A 核的能量传递示意图

I_{Ai} 为第 i 级 A-A 碰撞时, 准入射粒子 A 的强度。($i = 1, 2, 3, \dots$)

第 i 级 A-A 碰撞速率为:

$$V_{ci} = P_{AAi} \cdot n_{Ai} \cdot d_{AAi} \cdot I_{ai} \quad (50a)$$

第 i 级 A-A 弹性碰撞速率为 V_{ci}^e :

$$V_{ci}^e = P_{AAi}^e \cdot n_{Ai} \cdot d_{AAi} \cdot I_{Ai} \quad (50b)$$

($i = 1, 2, 3, \dots$)

其中, n_{Ai} 为第 i 级 A-A 碰撞时, 聚变物质 A 核的浓度;

d_{AAi} 为第 i 级 A-A 碰撞时, 准入射粒子 A 运动所经过的平均距离, 即获得能量的 A 核在 A 核作第 $i-1$ 级和第 i 级碰撞之间所经过的平均距离。

P_{AAi} 为第 i 级 A-A 碰撞时, 准入射粒子 A 与单位面积内只含有一个靶核 A 时发生碰撞作用的几率, 而 P_{AAi}^e 为相应的弹性碰撞的几率。

由 (43) 式可得:

$$P_{AAi}^e = K_{AAi} \cdot S_{Ai} \quad (51)$$

K_{AAi} 为第 i 级 A-A 碰撞时, 准入射粒子 A 到达靶核 A 表面时发生弹性散射的几率。

对于 D-D、D-T、D-He³ 等聚变反应, 在瞬间非平衡态中, 忽略库仑电离作用, 则:

$$K_{AAi} = (S_{Ai} - \delta_{AAi})/S_{Ai} \quad (52)$$

其中 δ_{AAi} 为第 i 级 A-A 碰撞时, 发生核聚变的反应截面。

由 (50b)、(51) 可得:

$$V_{ci}^e = K_{AAi} \cdot S_{Ai} \cdot n_{Ai} \cdot d_{AAi} \cdot I_{Ai} \quad (53)$$

如果聚变物质 A 的体系的直径 Do 满足:

$$Do \gg \sum_{j=1}^i d_{AAj} \quad (54)$$

而且 **A-A** 的核反应截面 δ_{AA} 与其弹性散射截面 δ_s 满足:

$$\delta_{AA}/\delta_s \leq 10^{-2} \quad (55)$$

则 **A-A** 碰撞中, 核聚变消耗的 **A** 核占其准入射粒子 I_A 中的比例可以忽略。

如果电离作用和核激发可忽略, 则 V_{ci} 可代替 V_{ci}^e 。

当体系满足 (54) 式时;

$$I_{A1} = V_{t1} \quad (56)$$

$$I_{A2} = V_{t2} + 2V_{c1}^e \quad (57)$$

.....

$$I_{Ai} = V_{ti} + 2V_{ci-1}^e \quad (58)$$

$$\text{令: } B_i = 2K_{AAi} \cdot S_{Ai} \cdot D_{AAi} \quad (59)$$

$$n_i = n_{Ai} \quad (60)$$

入射粒子 **a** 诱导聚变物质 **A** 的瞬间非平衡态中, 如果发生 **m** 级 **A-A** 碰撞, 则起到能量传递作用的 **A-A** 弹性碰撞总数为 V_{ct}^e 。

$$\begin{aligned} V_{ct}^e &= \sum_{i=1}^m V_{ci}^e \\ &= \frac{1}{2} B_1 n_1 V_{t1} + \frac{1}{2} B_2 n_2 V_{t2} + \frac{1}{2} B_2 n_2 \cdot B_1 n_1 V_{t1} \\ &\quad + \frac{1}{2} B_3 n_3 V_{t3} + \frac{1}{2} \{ B_2 n_2 \cdot B_1 n_1 V_{t1} + B_2 n_2 V_{t2} \} \cdot B_3 n_3 \\ &\quad + \dots \\ &= \frac{1}{2} \{ V_{t1} \sum_{i=1}^m \prod_i (B_i n_i) \\ &\quad + V_{t2} [\sum_{i=2}^m \prod_i (B_i n_i)] / (B_1 n_1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + V_{t3} [\sum_{i=3}^m \prod_i (B_i n_i)] / (\mathbf{B}_1 \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{B}_2 \mathbf{n}_2) \\
& + \dots\dots\dots \\
& + V_{tm} [\sum_{i=m}^m \prod_i (B_i n_i)] / [\prod_{j=m-1} (B_j n_j)]
\end{aligned}$$

$$V_{ct}^e = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^m V_{ti} \cdot \{ [\sum_{j=i}^m \prod_j (B_j n_j)] / \prod_{i=1} B_i n_i \} \quad (61)$$

在诱导聚变体系的瞬间非平衡态中，除了聚变物质 **A-A** 核的弹性散射，其非弹性散射也对能量的传递和分散有贡献。因此在实际情况下，如果考虑体系中聚变物质 **A** 对能量传递作用的总碰撞效应 V_{ct} 的话，应对 (59) 式中的 K_{AAi} 加以修正。一般可采用 (52) 式计算相应的 K_{AAi} 值。

(三)、冷核聚变速率 V_r

在以诱导粒子 **a** 诱导的聚变体系中，对于每一级 **A-A** 碰撞，均有一定的可能诱发核聚变。若相应的聚变截面为 δ_{Ai} ，则第 **i** 级 **A-A** 碰撞时，发生的核聚变反应数为 V_{ri} ，由图 (7) 可知；

$$V_{ri} = \delta_{Ai} \cdot n_{Ai} \cdot d_{AAi} \cdot I_{Ai} \quad (62)$$

$$I_{Ai} = V_{ti} + 2V_{ct-1} \quad (58)$$

$$(i = 1, 2, 3, \dots\dots\dots)$$

如果 **A=D**，聚变反应 (1) 的产物 **T**、**n**、**³He**、**P** 等可以再次参考碰撞传递能量起到诱导粒子的作用，有的也可以直接参与反应。我们将诱导粒子 **a** 诱导引起的聚变称为第一代聚变反应。

而由第一代的产物再次诱发或直接聚变的聚变反应称为第二代聚变反应，依次类推。

若诱导粒子 **a** 诱发的聚变体系，在其瞬间非平衡态共完成了 **m** 级 **A-A** 碰撞，

则由诱导粒子 **a** 诱发的第一代聚变反应速率 V_{rT} 为:

$$V_{rT} = \sum_{i=1}^m V_{ri} \quad (63)$$

$$V_{ri} = \int_{E_{A\min}}^{E_{A\max}} \delta_A(E) \cdot n_{Ai} \cdot d_{AAi} \cdot I_{Ai} \cdot \lambda_{Ai}(E) \cdot dE \quad (64)$$

式中 $\delta_A(E)$ 是聚变反应 **A-A** 的反应截面, 它是准入射 **A** 的能量的函数。 $E_{A\max}$ 为第 **i** 级碰撞中准入射 **A** 核的最大能量, $E_{A\min}$ 则为最小能量值。但实际应用中, 可以根据聚变反应的激发函数曲线选定 $E_{A\min}$ 。因为 **E** 太小时, $\delta_A(E)$ 很少这部分积分可忽略。例如, 对于 **D-D** 聚变, 根据图(1), $E_{A\min}$ 可选在 **0.1MeV**, $E < 0.1MeV$ 这段区域的积分由于 δ_D 太小而可忽略。

$\lambda_{Ai}(E)$ 可以根据诱导粒子 **a** 的能谱 $n_a(E)$, 由 (21)、(26)、(27)、(28) 式推算。它描述第 **i** 级 **A-A** 碰撞时, 准入射粒子 **A** 在能量为 **E** 处出现的几率。

由 (46)、(47)、(53)、(58)、(59)、(60)、(64) 联合得出:

$$\begin{aligned} V_{rT} &= \sum_{i=1}^m \int_{E_{A\min}}^{E_{A\max}} \delta_A(E) \cdot n_{Ai} \cdot d_{AAi} \cdot I_{Ai} \cdot \lambda_{Ai}(E) \cdot dE \\ &= \int_{E_{A\min}}^{E_{A\max}} \delta_A(E) \cdot n_{A1} \cdot d_{AA1} \cdot V_{t1} \cdot \lambda_{A1}(E) \cdot dE \\ &\quad + \int_{E_{A\min}}^{E_{A\max}} \delta_A(E) \cdot n_{A2} \cdot d_{AA2} \cdot \{ V_{t2} + B_1 \cdot n_{A1} \cdot V_{t1} \} \lambda_{A2}(E) \cdot dE \\ &\quad + \\ &\quad \int_{E_{A\min}}^{E_{A\max}} \delta_A(E) \cdot n_{A3} \cdot d_{AA3} \cdot \{ V_{t3} + B_2 \cdot n_{A2} \cdot V_{t2} + B_2 \cdot n_{A2} \cdot B_1 \cdot n_{A1} \cdot V_{t1} \} \lambda_{A3}(E) \cdot dE \\ &\quad + \dots \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_{rT} = & \int_{E_{A \min}}^{E_{A \max}} \{ \delta_A(E) \cdot \sum_{i=1}^m V_{ti} \cdot \frac{1}{\prod_{i=1} (B_i \cdot n_{Ai})} \\
& \cdot [\sum_{j=i}^m n_{Aj} \cdot d_{AAj} \cdot \lambda_{Aj}(E) \cdot \prod_{j=1} (B_j \cdot n_{Aj})] \} \cdot dE
\end{aligned} \tag{65}$$

(65) 式描述入射粒子 **a** 诱导聚变物质 **A** 体系的第一代聚变反应速率。当考虑第一代聚变反应的产物再次作为诱导粒子或直接与 **A** 核作用引起的第 2 代、第 3 代...的聚变反应时，体系总的聚变反应速率 (**Tota** (**V_{rT}**)):

$$\mathbf{Tota} (\mathbf{Vrt}) = \sum_g (\mathbf{V}_{rT})_g \tag{66}$$

$$(g= 1, 2, 3, \dots\dots\dots)$$

上式中，(**V_{rT}**) **g** 为第 **g** 代聚变反应速率。

(四) D+D 的聚变反应

若以中子源产生的中子 **n** 或 α 源产生的 α 粒子或其他粒子，诱导 **D₂** 进行冷核聚变。由 (65) 式可得其第一代诱导聚变反应速率 **V_{rT1}**:

$$\begin{aligned}
V_{rT1} = & \int_{E_{D \min}}^{E_{D \max}} \{ \delta_D(E) \cdot \sum_{i=1}^m V_{ti} \cdot \frac{1}{\prod_{i=1} (B_i \cdot n_{Di})} \\
& \cdot [\sum_{j=i}^m n_{Dj} \cdot d_{DDj} \cdot \lambda_{Dj}(E) \cdot \prod_{j=1} (B_j \cdot n_{Dj})] \} \cdot dE
\end{aligned} \tag{67}$$

$$\mathbf{Bi} = 2\mathbf{K}_{DDi} \cdot \mathbf{S}_{Di} \cdot \mathbf{d}_{DDi} \tag{68}$$

K_{DDi} 为 **D-D** 碰撞时产生弹性散射的几率 ($K_{DDi} \leq 1$)。

$$K_{DDi} = (S_{Di} - \delta_{DDi})/S_{Di} \quad (69)$$

$$R_D = 1.9 \times 10^{-15} \text{ m} \quad (70)$$

$$P_D = \frac{\hbar}{\lambda_D} = \sqrt{2 m_D E_D} \quad (71)$$

当 $E_D = 0.1 \text{ MeV}$

$$\hat{\lambda}_D = 1.4 \times 10^{-14} \text{ m}$$

$$S_D = \pi \cdot (\hat{\lambda}_D + R_D)^2 = 7.9 \times 10^{-28} \text{ m}^2$$

此 S_D 代表 **0.1MeV** 的 **D** 撞击 **D** 靶时, **D** 与 **D** 的碰撞作用截面。根据图 (1), 对应于 $E_D=0.1\text{MeV}$ 的聚变反应截面为 **40mb**。

$$\therefore \left(\frac{\delta_D}{S_D}\right)_{ED=0.1\text{MeV}} = 40 \times 10^{-3} \times 10^{-28} / (7.9 \times 10^{-28}) = 0.005 \quad (72a)$$

$$\therefore (K_{DDi})_{ED=0.1\text{MeV}} = 1 \quad (72b)$$

设聚变物质为 **D₂**, 原始稳定 **T=300K**, 压力 **P_{D2}=10atm**, 取 **d_{DDi}=50cm**。

则:

$$n_{Di} = n_D = 10 \times 6.023 \times 10^{23} \times 2 \times (0.08206 \times 300)^{-1} \times 10^3$$

$$n_D = 4.9 \times 10^{26} \text{ (D/m}^3\text{)}$$

则有：

$$B_i \cdot n_{Di} = 4.87 \times 10^{-1}$$

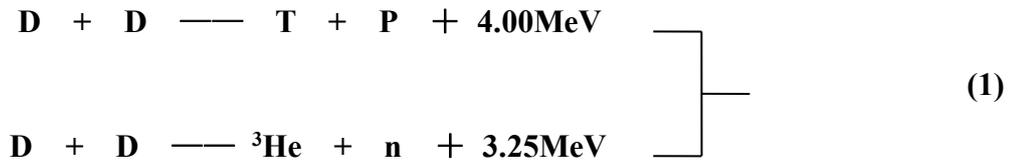
当 $E_D > 0.1\text{MeV}$ 时，

$$(S_D)_{ED} < (S_D)_{ED=0.1\text{MeV}} = 7.9 \times 10^{-28} \text{m}^2$$

故在通常的冷聚变实验室条件下，如采用气体 D_2 或 D_2+TD 的混合体系作为聚变物质，在压力不是太大时，式 (67) 中的 $(B_i n_{Di})$ 的高次阶乘可忽略。(67) 式可简化为：

$$V_{rT1} = \int_{E_{D\min}}^{E_{D\max}} \left\{ \delta_D(E) \cdot \sum_{i=1}^m n_{Di} \cdot d_{DDi} \cdot \lambda_{Di}(E) \cdot V_{ii} \right\} \cdot dE \quad (73)$$

上式的物理意义表示在 $D-D$ 诱导聚变体系中，诱导粒子与本体中的 D 碰撞后， D 作为准入射粒子与本体中的 D 的第一级碰撞对聚变反应速率有贡献，而高级的 $D-D$ 碰撞对聚变反应的贡献则可忽略。



聚变反应 (1) 发生后，其产物 T 、 P 、 ${}^3\text{He}$ 、 n 可以再作为传递能量的诱导粒子，促使诱导聚变继续；而且 T 、 ${}^3\text{He}$ 还可以直接与 D 发生聚变。



每一个 $D-D$ 聚变生成 G 粒子的比例设为 δ_G ； $G \in (T^3, \text{He}, n, p)$ 。

则：

$$\delta_T = \delta_P \quad (74a)$$

$$\delta_{^3He} = \delta_n \quad (74b)$$

$$\delta_T + \delta_{^3He} = 1 \quad (74a)$$

根据图（7）可知，第一代聚变产物 **G** 在第二代聚变中，若诱导出 **n** 级 **D-D** 碰撞，其对应的 **G-D** 碰撞为 **n+1** 级。

第 **i** 级 **G-D** 传能碰撞数即第 **i** 级诱导速率为 **V_{tgi}**；第 **i** 级 **D-D** 弹性碰撞数为 **V^e_{cgi}**；**V_{rgi}** 为相应的聚变反应速率。

根据（46）、（53）、（64）可得：

$$V_{tgi} = K_{gi} \cdot n_{gi} \cdot d_{Di} \cdot I_{gi} (S_{gi} \cdot S_{Di})^{1/2} \quad (75)$$

$$V_{cgi}^e = K_{DDi} \cdot n_{Di} \cdot d_{DDi} \cdot S_{Di} \cdot I_{Di} \quad (76)$$

$$V_{rgi} = \int_{E_{Dmin}}^{E_{Dmax}} \delta_D(E) \cdot n_{Di} \cdot d_{DDi} \cdot I_{Di} \cdot \lambda_{Dgi}(E) \cdot dE \quad (77)$$

$$(i= 1, 2, 3, \dots)$$

K_{gi} 为第 **i** 级 **G** 粒子撞击到 **D** 核上发生弹性散射的几率，

d_{gi} 为第 **i-1** 级到第 **i** 级 **G-D** 碰撞所经过的平均距离，

I_{gi} 为第 **i** 级 **G-D** 碰撞时 **G** 粒子的强度，

λ_{Dgi}(E) 为 **G** 粒子诱导而引起的第 **i** 级 **D-D** 碰撞时，准入射粒子 **D** 的能谱。

$$I_{Di} = V_{tgi} + 2V_{cgi-1}^e \quad (78)$$

$$I_{D1} = I_{g1} \quad (79)$$

$$I_{g1} = \delta_G \cdot V_{rT1} \quad (80)$$

对于 **D-D** 聚变反应 (1)，在很宽的 **D** 核能量范围内，其 (1-1)、(1-2) 两个反应道的截面近乎相同。

则：

$$\delta_G = \frac{1}{2} \quad (G = T, n, {}^3\text{He}, P) \quad (81)$$

$$\begin{aligned} I_{gi} &= I_{gi-1} - \rho_{i-1} \cdot I_{gi-1} \\ &= I_{gi-1} - \sum_{j=1}^i \rho_j \cdot I_{gj} \end{aligned} \quad (82)$$

ρ_i 表示第二代反应中，第 i 级 **G** 粒子与 **D** 核碰撞过程中，**G** 粒子的损耗系数。它包括 **G** 粒子逸出体系和 **G-D** 直接反应对 **G** 粒子的消耗。

当体系足够大，**G** 粒子在瞬间非平衡态中逸出体系的可能性排除时， ρ_i 主要表现为 **G** 粒子与体系中 **D** 核碰撞产生 (2)、(3) 聚变反应引起的消耗。

若第一代聚变产物中的 **T**、**³He** 与体系中的 **D** 作第 i 级碰撞时核聚变数为 W_{gi} ；

则：

$$I_{gi} = I_{gi-1} - W_{gi-1} \quad (G = T, {}^3\text{He}) \quad (83)$$

$$W_{gi-1} = 0 \quad (G = n, P) \quad (84)$$

$$W_{Ti} = \int_{E_{T\min}}^{E_{T\max}} \delta_{DT}(E) \cdot n_{Di} \cdot d_{T-Di} \cdot I_{Ti} \cdot N_{Ti}(E) \cdot dE \quad (85)$$

$$W_{Hei} = \int_{E_{He\min}}^{E_{He\max}} \delta_{DHe}(E) \cdot n_{Di} \cdot d_{He-Di} \cdot I_{Hei} \cdot N_{Hei}(E) \cdot dE \quad (86)$$

D-D 诱导聚变体系的第二代聚变反应速率为 $(V_{rT})_2$:

$$(V_{rT})_2 = \sum_G \sum_{i=1}^n V_{rgi} + \sum_G \sum_{i=1}^{n+1} W_{gi} \quad (87)$$

$$(V_{rT})_2 = \sum_G \left\{ \int_{E_{D\min}}^{E_{D\max}} \sum_{i=1}^n \delta_D(E) \cdot n_{Di} \cdot d_{DDi} \cdot I_{Di} \cdot \lambda_{Dgi}(E) \cdot dE \right. \\ \left. + \int_{E_{g\min}}^{E_{g\max}} \sum_{i=1}^{i+1} \delta_{gD}(E) \cdot n_{Di} \cdot d_{gDi} \cdot I_{gi} \cdot N_{gi}(E) \cdot dE \right\} \quad (88)$$

其中:

$E_{g\max}$ 为 **G** 粒子的最大能量值,

$E_{g\min}$ 为 **G** 粒子的最小能量值,

$E_{D\max}$ 为 **G** 粒子与 **D** 核碰撞所传递给 **D** 的最大能量值,

$E_{D\min}$ 取值以 δ_{DD} 为依据。 $E_{g\min}$ 也可以以 δ_{gD} 为依据进行取值,

$N_{gi}(E)$ 为第 1 代聚变产物 **G** 粒子作第 **i** 级 **G-D** 碰撞时所对应的能谱。

根据 (65)、(85)、(86)、(87)、(88) 可得到第二代核聚变反应速率为:

$$(V_{rT})_2 = \sum_G \int_{E_{D\min}}^{E_{D\max}} \left\{ \delta_D(E) \cdot \sum_{i=1}^n V_{rgi} \cdot \frac{B_{gi} \cdot n_{Di}}{\prod_i (B_{gi} \cdot n_{Di})} \cdot \left[\sum_{j=i}^n n_{Dj} \cdot d_{DDj} \cdot \lambda_{Dgi}(E) \right. \right. \\ \left. \left. \cdot \prod_j \frac{(B_{gi} \cdot D_{Dj})}{B_{gj}} \cdot n_{Dj} \right] \right\} \cdot dE \\ + \sum_G \sum_{i=1}^{n+1} \int_{E_{g\min}}^{E_{g\max}} \delta_{gD}(E) \cdot n_{Di} \cdot d_{gDi} \cdot I_{gi} \cdot N_{gi}(E) \cdot dE \quad (89)$$

$$(G = T, n, {}^3\text{He}, P)$$

上式中;

$$\mathbf{B}_{gi} = (2K_{DDi} \cdot S_{Di} \cdot D_{DDi})_g \quad (90)$$

表示由 G 粒子诱导时所对应的各参数组合项。

$$\delta_{gD} = 0 \quad (G = n, P) \quad (91)$$

(89) 式可简化为:

$$\begin{aligned} (V_{rT})_2 = & \sum_G \int_{E_{D\min}}^{E_{D\max}} \{ \delta_D(E) \cdot \sum_{i=1}^n V_{tgi} \cdot \frac{1}{\prod_{i=1} (B_{gi} \cdot n_{Di})} \cdot [\sum_{j=i}^n n_{Dj} \cdot d_{DDj} \cdot \lambda_{Dgi}(E) \\ & \cdot \prod_{j=1} B_{gi} \cdot n_{Dj}] \} \cdot dE \\ & + \sum_G \sum_{i=1}^{n+1} \int_{E_{g\min}}^{E_{g\max}} \delta_{gD}(E) \cdot n_{Di} \cdot d_{gDi} \cdot I_{gi} \cdot N_{gi}(E) \cdot dE \end{aligned} \quad (92)$$

结合 $V_{tgi}(E)$ 、 $\lambda_{Dgi}(E)$ 、 $N_{gi}(E)$ 、 I_{gi} 的计算, 即可求得第二代聚变反应速率。依次类推 可得 $(V_{rt})_3$ 、 $(V_{rt})_4 \dots$ 等第 3、4... 代聚变反应速率
总的聚变速率为:

$$\text{Total } (V_{rT}) = \sum_i (V_{rt})_i \quad (66)$$

令:

$$\xi_i = V_{i+1} / V_i \quad (93a)$$

1. 当 $\xi_I \geq 1$ 时，在作为诱导作用的粒子源在诱发 D+D 聚变后取走，聚变反应仍能继续。最简明的判别式是：

$$\xi_I = V_2 / V_1 \quad (93b)$$

2. 当 $\xi_I < 1$ 时，如果维持体系中诱导粒子 **a** 的强度 **Ia** 不变，并且体系中经核聚变消耗的 **D** 能迅速补充，即冷核聚变仍能进行，它只能在诱导粒子 **a** 作用下进行。

令：

$$\eta_E = \frac{E_{out} - E_{lose}}{E_{in}} \quad (94)$$

E_{out} 表示诱导核聚变所放出的能量。

E_{lose} 表示聚变产物逸出体系、电磁辐射、热辐射等形式损失而不能被利用的能量。

E_{in} 是使体系实现冷核聚变而消耗的能量。

(1): $\xi_I > 1$, $\eta_E > 1$, 诱导冷聚变可能以爆炸方式进行。

(2): $\xi_I = 1$, $\eta_E > 1$ 有实用价值，冷核聚变可以控制；

$\eta_E \leq 1$ 无实用价值。

(3): $\xi_I < 1$, $\eta_E > 1$, 有实用意义，冷核聚变可以控制；

$\eta_E \leq 1$, 无实用意义。

对于 (1) 的情况，如果聚变速度过大，则有可能爆炸。但 **Total (Vrt)** 合适时，这种情况下实现控制诱导粒子强度 **Ia** 或 **D** 的输入浓度以控制冷核聚变更

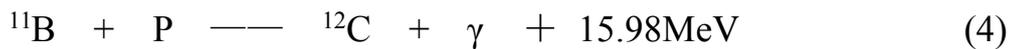
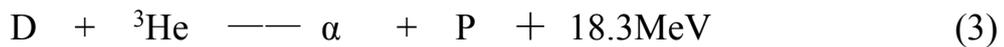
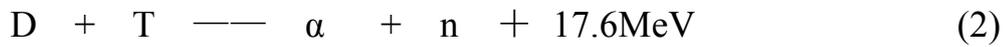
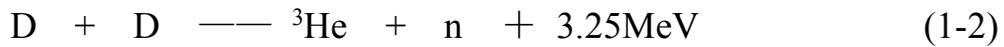
为理想。

对于 (2)、(3) 中的 $\eta_E > 1$ 的场合，均可通过改变诱导粒子强度或选择合适的诱导粒子源、以及调节 D_2 的输入浓度以对冷聚变进行控制。

四：影响诱导核聚变反应的各种因素

(一)：诱导粒子的选择：

人们考虑利用的核聚变反应有：



.....

诱导冷核聚变，基于诱导粒子将能量迅速传递给聚变物质，在瞬间非平衡态中实现冷核聚变。如何能有效地将能量传递给聚变物质和诱导粒子源是否经济，将决定诱导冷核聚变所选择的诱导粒子源是否适宜。

1. 从能量传递角度探讨诱导粒子的选择

对于一定的聚变体系，理想的诱导粒子应该满足：

- (i)：能量传递效率高；
- (ii)：与聚变物质发生非弹性碰撞而导致能量耗散的可能性小。

诱导粒子 a 与聚变物质 A 核发生弹性碰撞后，传递给 A 核的能量为：

$$T_{A1} = \{ 2 m_a m_A (1 - \cos(\theta_C)) / (m_a + m_A)^2 \} \times T_{a1} \quad (6)$$

满足 (i), 则有:

$$\partial\left(\frac{T_A}{T_a}\right)/\partial m_a = 0 \quad (95a)$$

$$\partial\left(\frac{T_A}{T_a}\right)/\partial \theta_c = 0 \quad (95b)$$

由 (95a)、(95b) 得到:

$$m_a = m_A$$

$$\theta_c = \pi$$

此时 (T_A/T_a) 值为最大。即选用聚变物质 A 作为诱导粒子时为最佳。考虑实际情况, 宜选用质量与聚变物质 A 核相近的作为诱导粒子。

从 (ii) 的要求可以看出, 诱导粒子与聚变物质碰撞时, 应以电离损失小, 而且诱导粒子本身不发生核激发的为准。这个条件对于中子、轻子、介子、重子和轻核作为诱导粒子比较合适。

2. 从经济效益角度探讨诱导粒子的选择

在实际应用中, 应采用成本低廉的诱导粒子源。

诱导粒子源可以为:

- (1) 由放射性同位素衰变而产生的 β 、 γ 、 α 射线源。
- (2) 由重核自发裂变产生的中子源。
- (3) 由(α 、n)、(γ 、n)等核反应产生的中子源。
- (4) 由加速器产生的离子源、中子源、轻子源、介子源和重子源。
- (5) 由核反应堆进行链式反应产生的中子源。
- (6) 宇宙射线

仅仅从诱导粒子源的经济与否来考虑, (1) ~ (3), (5)的粒子源比较经济, 并且可以按照需要制成各种形状的诱导粒子源。宇宙射线虽然经济, 但强度太弱。

(4)、(5)的诱导粒子源成本较高。

在实际应用中，应考虑的是综合成本，由于诱导粒子的能量和强度对诱导聚变速率有很大的影响，因此实际应用中应综合考虑，并且可以采用以几种诱导粒子源组合，以满足聚变体系的设计。

从上述的分析来看，对于 **D-D** 或 **D-T**、**D-³He** 聚变，以采用 **α**、**n** 作为诱导粒子比较适宜。

3. 诱导粒子的能量对诱导冷核聚变的影响。

(1) 诱导粒子为单能粒子，以 D-D 聚变为例进行讨论。

从图 (1) 可知，核聚变反应的截面 δ_{DD} 在 $E_D < 0.1\text{MeV}$ 的范围内，其数值很少。当诱导粒子的能量小于 **0.1MeV** 时，基本上是没有意义的，我们只讨论诱导粒子大于 **0.1MeV** 的能量范围。

设强度 **I_a** 相同，但能量分别为 **E₁₀** 和 **E₂₀** 的同一种单能粒子 **a**，对 **D-D** 聚变的诱导效果。

若不考虑 **a** 粒子逸出体系的可能性。**E₁₀ > E₂₀** 时，在瞬间非平衡态中，能量为 **E₁₀** 的粒子 **a** 经碰撞后降到 **E=0.1MeV** 时所经过的 **a-D** 平均碰撞次数为 **m₁**，能量为 **E₂₀** 的 **a** 粒子相应的碰撞次数为 **m₂**，则有：

$$m_1 = \frac{1}{\xi} \cdot \ln\left(\frac{E_{10}}{0.1}\right) > m_2 = \frac{1}{\xi} \cdot \ln\left(\frac{E_{20}}{0.1}\right) \quad (96)$$

ξ 为 **a** 粒子的平均对数能降

$$\xi = \overline{\ln\left(\frac{E_i}{E_{i+1}}\right)} \quad (97)$$

ξ 对于特定的入射粒子，在同一介质内，为一常数
由 (67)、(73) 可知：

$$(V_{rT})_{1 E10} > (V_{rT})_{1 E20} \quad (98)$$

由 (66) 可得:

$$\text{Total } (V_{rT})_{E10} > \text{Total } (V_{rT})_{E20} \quad (99)$$

$(V_{rT})_{E10}$ 、 $(V_{rT})_{E20}$ 分别为能量为 E_{10} 、 E_{20} 的 α 粒子诱导的第一代聚变反应速率

$\text{Total } (V_{rT})_{E10}$ 、 $\text{Total } (V_{rT})_{E20}$ 分别为能量为 E_{10} 、 E_{20} 的 α 粒子诱导的聚变反应速率。

这表明在排除诱导粒子逸出体系的可能性情况下, 强度相同的同一种诱导粒子, 其诱导效果以能量高者为佳。因此对于单能粒子 α , 其诱导核聚变的效率与粒子能量成正相关。

(2) 诱导粒子为非单能粒子: 以 D-D 聚变为例进行讨论。

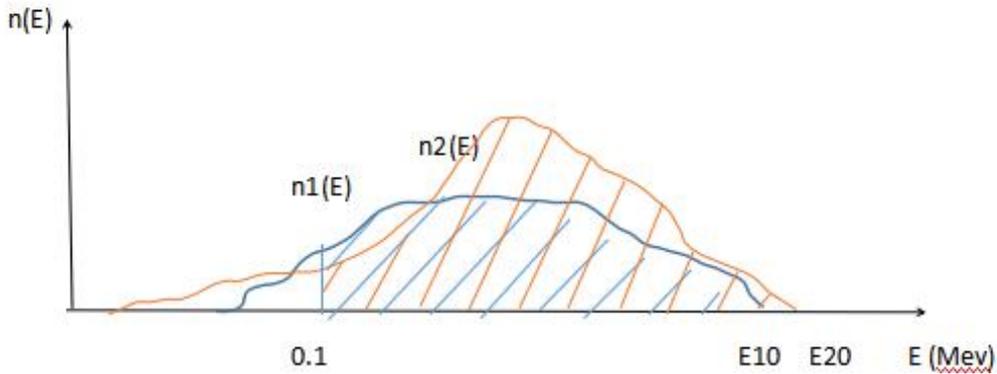


图 (8): 诱导粒子 α 的能谱

对于分别服从 $n_1(E)$ 和 $n_2(E)$ 能量分布的同一种诱导粒子 α , 其诱导效率不仅与 α 粒子的最大能量 E_{10} 和 E_{20} 有关, 而且还与其能谱有关。

从图 (8) 可知, 对应于 D-D 冷核聚变有意义的诱导粒子能量有效范围是阴影部分。

能量为 E 处的诱导粒子 α 出现的概率分别为 $n_1(E) dE$ 和 $n_2(E) dE$, 所能贡献的有意义的能量为 $E - 0.1 \text{ MeV}$ 。

令:

$$F_1 = \int_{0.1}^{E_{10}} (E - 0.1) \cdot n_1(E) \cdot dE \quad (100a)$$

$$F_2 = \int_{0.1}^{E_{20}} (E - 0.1) \cdot n_2(E) \cdot dE \quad (100b)$$

其中： F_1 、 F_2 为 a 粒子的有效诱导能量。

能谱类似时，同一种诱导粒子其有效诱导能量较高，其诱导效率较高。但诱导粒子的能谱不相似，当存在不连续谱时，可能有例外的情况发生，需结合 (64)、(67)、(73) 式的具体计算进行判断。

(二) 诱导速率的影响

若以入射粒子 a 诱导 D - D 冷核聚变，其诱导速率为：

$$V_{ti} = K_{aDi} \cdot n_{aDi} \cdot d_{Di} \cdot I_{ai} (S_{ai} \cdot S_{Di})^{1/2} \quad (101)$$

上式中， K_{aDi} 为粒子到达 D 核表面时发生弹性散射的几率。

d_{aDi} 为 a 粒子与 D 核发生第 $i-1$ 次碰撞到发生第 i 次碰撞的间隙中， a 粒子所经过的平均距离。

n_{Di} 为 a 粒子与 D 核发生第 i 次碰撞时体系中 D 核的浓度，一般在瞬间非平衡态中，可视之为常数； $n_{D1} = \dots = n_{Di}$ 。

I_{ai} 的 a 粒子与 D 核作第 i 次碰撞时， a 粒子的强度。

S_{ai} 、 S_{Di} 分别表示第 i 次 a - D 碰撞时，以 a 粒子撞击 D 核和以 D 核撞击 a 粒子的作用截面。

V_{ti} 为第 i 级 a 粒子诱导速率。

第一代诱导冷核聚变的速率为：

$$V_{rT1} = \int_{0.1}^{E_{D\max}} \{ \delta_{DD}(E) \cdot \sum_{i=1}^m V_{ti} \cdot \frac{1}{\prod_{i=1} (B_i \cdot n_{Di})} \}$$

$$\cdot \left[\sum_{j=i}^m n_{Dj} \cdot d_{DDj} \cdot \lambda_{Dj}(E) \cdot \prod_{j=1} (B_j \cdot n_{Dj}) \right] \cdot dE \quad (67)$$

聚变速率正比于诱导速率。

(1) 诱导粒子 a 的强度 I_a

由 (101) 式可知，诱导速率 V_{ti} 与诱导粒子的强度 I_{ai} 成正比，

$$I_{ai} = I_{a1} - \sum_{j=1}^{i-1} \rho_{i-1} \cdot I_{ai-1} \quad (j=1,2,3,\dots,i-1) \quad (48b)$$

若体系中诱导粒子 a 损耗可以忽略，则：

$$I_{ai} = I_{ai-1} = \dots = I_{a1} \quad (i=1,2,3\dots) \quad (48c)$$

结合 (67) 式，冷核聚变的速率与诱导粒子的强度成正比。因此，减少体系中诱导粒子逃逸的可能性和提高诱导粒子源的强度 I_{ai} ，均有利于提高核聚变速率。

(2) 诱导粒子 a 与 D 核碰撞作用截面：

$$S_{aD} = (S_a \cdot S_D)^{1/2} \quad (102)$$

式中：

$$S_a = \pi \cdot (R_D + \tilde{\lambda}_a)^2 \quad (102-a)$$

$$S_D = \pi \cdot (R_a + \tilde{\lambda}_D)^2 \quad (102-b)$$

结合 (67) 式、(101) 式可知, λ_a 、 R_a 的增大, 有利于提高诱导速率, 促进核聚变。但 λ_a 的增加, 将导致 E_a 的降低, 这对聚变反应不利。

$$\frac{h}{\lambda_a} = \sqrt{2m_a E_a} \quad (103)$$

若入射粒子 a 的半径 R_a 较大, 则 a 与 D 的作用截面较大, 有利于聚变反应。由此可见, 诱导粒子大小, 将对聚变反应不利。当然, 这个结论对于激光引发核聚变可能不适用, 它们可能按照热核聚变机制进行。

(3) 诱导粒子 a 与 D 核碰撞而产生的弹性散射几率:

诱导粒子 a 与 D 核碰撞产生弹性散射的几率 K_{ad} , 表示诱导粒子 a 到达 D 核表面时发生弹性散射的可能性。

$$K_{ad} \leq 1 \quad (104)$$

根据相对运动的观点, a 粒子撞击 D 核, 也可以看作 D 核撞击 a 粒子, 因此 a - D 碰撞过程中, (i) a 粒子系重离子时, 由于核 a 的能级激发将使 K_{ad} 值变小, (ii) a 粒子诱导聚变物质 D 体系中, 引起的电离损失使 K_{ad} 减少。

电离而损失的能量可以描述为:

$$\left(-\frac{dT_a}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi \cdot Z_a^2 \cdot e^4}{m_e \cdot V_a^2} \cdot N_D \cdot Z_D \cdot \left\{ \ln\left(\frac{2m_e \cdot V_a^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right\} \quad (105)$$

式中:

Z_a 为诱导粒子 a 的电荷数。

V_a 为诱导粒子的速度。

Z_D : D 核的核电荷数, $Z_D=1$

N_D : 单位体积中 D 核的数目

I: 体系中物质的平均电离能。

由此可见，诱导粒子的电离能量损失将随 **Za** 的平方增大。这对于重离子作为诱导粒子不合适。虽然重离子的核半径也将增大，增加了 **a-D** 碰撞作用截面，但 **Ra** 与其核子数的关系为^[10]：

$$\mathbf{Ra} = r_0 \cdot A_a^{1/3} \quad (106)$$

其中： r_0 为常数，

$$r_0 = (1.1 \sim 1.5) \times 10^{-15} \text{ m} \quad (106-a)$$

Aa 为 **a** 粒子的核子数，一般 **Aa=2Za**。（对于中等质量数的核）

故通过 **Ra** 的增大而提高的核反应效率，将由 **Za** 增大而引起的 **K_{ad}** 减少而大大抵消。

再者，由于重核的核能级间隔不大，易激发，用样使诱导效率降低。

因此，对于 D-D 冷核聚变，其诱导粒子，应选用 **n**、**D**、**P**、 **α** 等为佳。

(三) 聚变物质的浓度：

以 D-D 核聚变反应为例，若以诱导粒子 **a** 对 D-D 聚变体系诱导，其诱导冷核聚变的第一代聚变反应速率为：

$$\begin{aligned} V_{rT1} = & \int_{E_{D \min}}^{E_{D \max}} \{ \delta_D(E) \cdot \sum_{i=1}^m V_{ti} \cdot \frac{1}{\prod_{i=1} (B_i \cdot n_{Di})} \\ & \cdot [\sum_{j=i}^m n_{Dj} \cdot d_{DDj} \cdot \lambda_{Dj}(E) \cdot \prod_{j=1} (B_j \cdot n_{Dj})] \} \cdot dE \end{aligned} \quad (67)$$

式中：

$$B_i = 2K_{DDi} \cdot S_{Di} \cdot D_{DDi} \quad (68)$$

$$V_{ti} = K_{aDi} \cdot n_{aDi} \cdot d_{Di} \cdot I_{ai} (S_{ai} \cdot S_{Di})^{1/2} \quad (101)$$

V_{ti} 为 **a** 粒子对 **D-D** 体系的第 **i** 级诱导速率

(1): 压力不是很大时, 通常能满足:

$$\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{n}_{Di} \ll 1 \quad (107)$$

则 (67) 式可简化为:

$$\mathbf{V}_{rT1} = \int_{E_{D \min}}^{E_{D \max}} \{ \delta_D(E) \cdot \sum_{i=1}^m n_{Di} \cdot d_{DDi} \cdot \lambda_{Di}(E) \cdot V_{ti} \} \cdot dE \quad (73)$$

结合 (101) 式得:

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_{rT1} &= \int_{E_{D \min}}^{E_{D \max}} \delta_D(E) \\ &\cdot \sum_{i=1}^m \{ K_{aDi} \cdot n_{aDi}^2 \cdot d_{DDi} \cdot d_{aDi} \cdot I_{ai} (S_{ai} \cdot S_{Di})^{1/2} \cdot \lambda_{Di}(E) \} dE \end{aligned} \quad (108)$$

在诱导产生聚变的瞬间非平衡态中, 一般可以认为体系中聚变物质的浓度为一常数, 与 (47) 式类似,

$$\mathbf{n}_{Di} = \mathbf{n}_{Di-1} = \dots = \mathbf{n}_{D1} \quad (i=1,2,3\dots) \quad (109)$$

则第一代聚变反应速率与聚变物质 **D** 的浓度的平方成正比。由此可见, 聚变物质浓度的增加, 将导致聚变速率大幅度提高。

D-D 诱导冷核聚变体系的第二代聚变反应速率:

$$(\mathbf{V}_{rT})_2 = \sum_G \int_{E_{D \min}}^{E_{D \max}} \{ \delta_D(E) \cdot \sum_{i=1}^n V_{tgi} \cdot \frac{B_{gi} \cdot n_{Di}}{\prod_i (B_{gi} \cdot n_{Di})} \cdot [\sum_{j=i}^n n_{Dj} \cdot d_{DDj} \cdot \lambda_{Dgi}(E)] \}$$

$$\cdot \prod_j (B_{g_i} \cdot D_{D_i} / B_{g_j} \cdot n_{D_j}) \cdot dE$$

$$+ \sum_G \sum_{i=1}^{n+1} \int_{E_{g \min}}^{E_{g \max}} \delta_{gD}(E) \cdot n_{D_i} \cdot d_{gD_i} \cdot I_{g_i} \cdot N_{g_i}(E) \cdot dE \quad (89)$$

上式中:

$$V_{tgi} = K_{gDi} \cdot n_{D_i} \cdot d_{gDi} \cdot I_{g_i} (S_{g_i} \cdot S_{D_i})^{1/2} \quad (75)$$

$$I_{g1} = \delta_G \cdot V_{rT1} \quad (80)$$

$$I_{gi} = I_{gi-1} - \rho_{i-1} \cdot I_{gi-1} \quad (82)$$

结合 (108) 式可知:

$$V_{tgi} \propto D_{D_i}^3 \quad (110)$$

由 (88)、(110) 可得:

V_{rT2} 是 $n_{D_i}^3$ 、 $n_{D_i}^4$ 的正相关函数。

同理可以推得, 第 k 代诱导冷核聚变 $(V_{rT})_k$, 将是 $n_{D_i}^{k+1}$, $n_{D_i}^{k+2}$, …, $n_{D_i}^{2k}$ 的正相关函数。

由此可见, 核聚变物质的浓度将对诱导冷核聚变的速率起决定性作用。

(2): 当 **D-D** 聚变体系的压力很大, 而且聚变物质 D_2 的纯度高, 其浓度能达到:

$$B_i \cdot n_{D_i} > 1 \quad (111)$$

由诱导冷核聚变的速度公式 (67)、(89) 可知，第一代聚变反应的速率与所发生的 m 级次聚变中， $(\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{n}_{Di})$ 的 m 级次阶乘成正相关，聚变反应可能以爆炸方式进行，在瞬间内完成。

(四) 杂质对诱导冷核聚变的影响：

1. 杂质竞争：

设体系中聚变物质 A 的浓度为 n_A ，杂质 B 的浓度为 n_B ，诱导粒子 a 的强度为 I_a ，当 R_A ， R_B 相差不大时，根据 (49) 式有：

$$V_{tAi} = K_{aAi} \cdot n_{Ai} \cdot d_{aAi} \cdot I_{ai} (S_{ai} \cdot S_{Ai})^{1/2} \cdot \frac{n_A}{(n_A + n_B)} \quad (112a)$$

$$V_{tBi} = K_{aBi} \cdot n_{Bi} \cdot d_{aBi} \cdot I_{ai} (S_{ai} \cdot S_{Bi})^{1/2} \cdot \frac{n_B}{(n_A + n_B)} \quad (112b)$$

(1)：A-B 之间无核反应

在 A、B 混合体系中，诱导粒子 a 对聚变物质 A 的第一代诱导冷核聚变速率为：

$$V_{rTA} = \int_{E_{Amin}}^{E_{Amax}} \{ \delta_A(E) \cdot \sum_{i=1}^m V_{tAi} \cdot \frac{1}{\prod_{i=1} (B_i \cdot n_i)_A} \cdot [\sum_{j=i}^m n_{Aj} \cdot (\frac{n_{Aj}}{n_{Aj} + n_B}) \cdot d_{AAj} \cdot \lambda_{Aj}(E) \cdot \prod_{j=1} (B_j \cdot n_j)] \} \cdot dE \quad (113)$$

上式中，

$$(\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{n}_i)_A = 2k_{AAi} \cdot S_{Ai} \cdot d_{AAi} \cdot n_{Ai} \cdot \frac{n_{Ai}}{(n_{Ai} + n_{Bi})} \quad (114)$$

通常 $(\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{n}_i)_A$ 在压力不是太大时,

$$(\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{n}_i)_A \ll 1 \quad (115)$$

忽略 (113) 式中的 $(\mathbf{B}_i \cdot \mathbf{n}_i)_A$ 的高次阶乘。

$$V_{rTA} = \int_{E_{A \min}}^{E_{A \max}} \left\{ \delta_A(E) \sum_{i=1}^m V_{tAi} \cdot n_{Ai} \cdot \left(\frac{n_{Ai}}{n_{Ai} + n_{Bi}} \right) \cdot d_{AAi} \cdot \lambda_{Ai}(E) \right\} dE \quad (116)$$

由 (112a)、(116) 可知, 当 $n_{Bi} = (1/10) n_{Ai}$ 时, 就可以使第一次诱导聚变速率降低约 20%。当 **B** 杂质有电离和能级激发存在时, 实际上的反应速率将减小得更多。

(2) A-B 之间发生聚变反应

对于聚变物质 **A** 的体系中, 混入的杂质 **B** 能与 **A** 发生聚变反应, 则诱导粒子 **a** 诱导 **A**、**B** 混合体系的第一代核聚变反应速率包括 **A-B**、**A-A** 聚变。

以 **D-D** 的聚变体系中掺入 **T** 为例进行说明, 当 n_D 、 n_T 满足 (115) 时,

$$\begin{aligned} V_{rT1} = & \int_{E_{D \min}}^{E_{D \max}} \left\{ \delta_{DD}(E) \cdot \sum_{i=1}^m V_{tDi} \cdot n_{Di} \cdot \left(\frac{n_{Di}}{n_{Di} + n_{Ti}} \right) \cdot d_{DDi} \cdot \lambda_{Di}(E) \right\} \cdot dE \\ & + \int_{E_{T \min}}^{E_{T \max}} \left\{ \delta_{TD}(E) \cdot \sum_{i=1}^m V_{tTi} \cdot n_{Di} \cdot \left(\frac{n_{Di}}{n_{Di} + n_{Ti}} \right) \cdot d_{TDi} \cdot \lambda_{Ti}(E) \right\} \cdot dE \\ & + \int_{E_{D \min}}^{E_{D \max}} \left\{ \delta_{DT}(E) \cdot \sum_{i=1}^m V_{tDi} \cdot n_{Ti} \cdot \left(\frac{n_{Ti}}{n_{Di} + n_{Ti}} \right) \cdot d_{DTi} \cdot \lambda_{Di}(E) \right\} \cdot dE \end{aligned} \quad (117)$$

上式中,

n_{Ti} 为体系中 **T** 的浓度,

$\lambda_{Ti}(E)$ 为第 i 级次 T 碰撞 D 时, T 的能量分布函数,
 δ_{TD} 为 $D-T$ 聚变反应截面随 T 核能量变化的激发函数,
 δ_{DT} 为 $D-T$ 聚变反应截面随 D 核能量变化的激发函数,
 d_{TDi} 为 T 核作为准入射粒子时, 第 $i-1$ 级到第 i 级 $T-D$ 碰撞之间, T 核所经过的平均距离,
 d_{DTi} 为 D 核作准入射粒子时, 第 $i-1$ 级到第 i 级 $D-T$ 碰撞之间, D 所经过的平均距离。

从图 (1) 可知, $D-T$ 聚变反应在 $E_D=0.1MeV$ 左右, 聚变反应截面比相应的 $D-D$ 聚变反应截面高出将近 2 个数量级, 并且 E_{Dmin} 可延伸到较低的能量范围, δ_{DT} 还具有相当大的数值, 对于选定的诱导粒子, 所对应的瞬间非平衡态中有效诱导碰撞级次得以增加; 提高相应的聚变速率。因此在 D_2 中掺入少量的 T (即 3H), 可使聚变反应速率大大增加。但掺入 T 的比例较大时, $T-T$ 之间的碰撞概率竞争将对聚变速率产生影响。

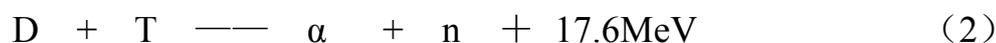
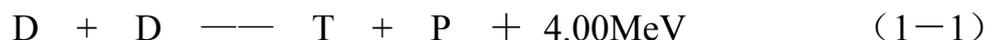
2. 能量耗散:

(1) 聚变物质 A 中若混入杂质 B , B 与 A 不发生聚变反应, 则在诱导粒子 a 对聚变物质的诱导过程中, B 构成了对 A 核从 a 粒子处获得能量的竞争。

(2) 杂质 B 在已获得能量的聚变物质 A 的碰撞中分散 A 核已获取的能量, 在瞬间非平衡态中, 使具有足够能量以克服库仑位垒进行聚变的 A 核数目相对减少, 不利于聚变反应。

3. 聚变反应的可诱导性:

从竞争和能量耗散这二个观点出发, 探讨核聚变反应的可诱导性。





从竞争和能量耗散这二方面考虑, 选用聚变物质 D_2 进行诱导实现冷核聚变 (1) 比较有利。若选用 $\text{D}-{}^3\text{He}$ 混合体系, 由于有 (1)、(6) 反应作为补充, 使得 D 、 ${}^3\text{He}$ 混合体系在诱导过程中不存在非反应性竞争, 混合体系的诱导冷核聚变可按 (1)、(3)、(6) 式进行, 体系可诱导性较好。

对于 (4)、(5) 这二个聚变反应体系, 由于存在 ${}^{11}\text{B}-{}^{11}\text{B}$ 、 $\text{P}-\text{P}$ 之间的碰撞竞争, 体系 ${}^{11}\text{B}-\text{P}$ 和 $\text{P}-\text{D}$ 的可诱导性较差。

(五) 可控核聚变体系的选择:

以 ${}^6\text{LiD}$ 为聚变原料, 中子源作为诱导粒子源, 或堆源作为诱导粒子源, 以实现聚裂变一体化设计。



${}^6\text{LiD}$ 的密度为 0.906g/cm^3 ,

$$n_{\text{D}} = n_{\text{Li}} = 6.023 \times 10^{23} \times 0.1011 = 6.09 \times 10^{22} \text{ 个/cm}^3$$

$$= 6.09 \times 10^{28} \text{ 个/m}^3$$

$$\text{满足 } \mathbf{B_i \cdot n_{Di}} > 1 \quad (111)$$

由诱导冷核聚变的速度公式 (67)、(89) 可知, 第一代聚变反应的速率与所发生的 m 级次聚变中, $(\mathbf{B_i \cdot n_{Di}})$ 的 m 级次阶乘成正相关; 并且 $\text{D}-\text{T}$ 聚变反应在 $E_{\text{D}}=0.1\text{MeV}$ 左右, 聚变反应截面比相应的 $\text{D}-\text{D}$ 聚变反应截面高出将近 2 个数量级, 可以通过控制诱导粒子数量, 以实现可控核聚变。

五: 结论

综述上述情况, $\text{D}-\text{D}$ 、 $\text{D}-\text{T}$ 、 $\text{D}-{}^3\text{He}$ 或 $\text{P}-\text{D}$ 等体系, 有希望选择核聚变原料、通过 α 、 n 或其它重子、介子、重离子的诱导而产生冷核聚变。选择与聚变物质质量相近、能量高、强度大的诱导粒子, 将有利于诱导冷核聚变的发生。聚变物

质的浓度和纯度，对聚变速率起决定性作用。通过控制诱导粒子的强度或聚变物质的浓度，或者对此二者同时调整，可以控制冷核聚变，实用价值很大。

电解 D_2O 或高压的 D_2 体系观察到的核聚变现象的发生，均是由于电解或高压增大了 D 核密度 n_D ，在宇宙射线中的 p 、介子、超子等的诱导下，出现冷核聚变。基于宇宙射线的随机性和纬度效应，使得实验结果难以重复。

用 μ 子或电子束、激光等以诱导 $D-D$ 聚变物质，由于电子束、 μ 子等传递能量的诱导效率很低，以致于很难实现，或者从能量增益考虑，不切实际。

六 参考文献

1. 蒋明, 原子核物理导论, 原子能出版社, 1983, 318。
2. Martin Fleishman, et al., J.Electroanal Chem., 261(1),1989.
3. Jones, S.E.etal.,Nature,338(6218),1989.
4. 李银安, 物理, 19 (2), 1990。
5. 马永利等, 核聚变与等离子体物理, 12 (3), 1992。
6. 王顺金, 科学通报, 35 (8), 1990。
7. H.Furth,APC Meeting, May.1,1989.
8. F.J.Mayev et al.,Abstracts For Preseutatons, Sesion E, Workshop on Cold Fusion Phenomena, Sauta Fe, NM. USA,May 23-25,1989,5.
9. 傅献彩, 物理化学 (上册), 人民教育出版社, 1981, 37
10. 蒋明, 原子核物理导论, 原子能出版社, 1983, 6。