

# Mihalczo法におけるインポートランスの一考察

1989年1月



動力炉・核燃料開発事業団

この資料は、動燃事業団社内における検討及び周知を目的とする社内資料です。刊行物に引用する場合には、事業団の許可が必要です。

This document is not intended for publication, No public reference nor disclosure to the third party should be made without prior written consent of Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation.

本資料についての問合せは下記に願います。

〒107 東京都港区赤坂1-9-13

動力炉・核燃料開発事業団

技術管理部 技術情報室

社 内 一 般  
PNC N 1410 89-001  
1989年1月11日

## Mihalczo法におけるインポートランスの一考察

古 橋 晃\*

### 要 旨

未臨界度測定のためのMihalczo法又はそのバリエーションは中性子関連の観測量を巧妙に組合せて行い方法であるが、観測量の解釈には中性子インポートランスの知識が必要になる。このインポートランスは通常別に計算で求めるが、基本モード随伴中性子束に立脚して検出器位置不依存量として算出する従来の方法に対し、検出器依存型のインポートランスを導入して、観測量の解釈をより現実的なものとする方法を提案した。これは高次モードの多数項展開で検出器依存性を取扱い方法の代案となり得る。

---

\* 技術管理部

OFFICIAL USE ONLY  
PNC N 1410 89-001  
1989. 1. 11

A Remark on the Neutron Importance in Mihalzo's Method

Akira FURUHASHI\*

Abstract

Mihalzo's method or its variation to determine the subcriticality through a combination of chamber signals relates with the observation of neutron correlation. To interpret the observation, knowledge of the neutron importance is necessary. Usually adjoint neutron flux basing on the fundamental mode approximation is used as the importance function, which neglects the effect of detector positions. A use of detector-dependent importance function is proposed here which enables more realistic interpretation of the observed values and forms an alternative treatment for the multi-modes expansion to deal with the detector-position-dependence.

KEYWORDS: Subcriticality, reactivity measurement, neutron multiplication factor, Mihalzo's method, neutron correlation, neutron importance, detector-position-dependence, fundamental mode, neutron flux distribution, adjoint neutron flux.

---

\*Technology Management Division

## 目 次

1. はじめに .....	1
2. 検出器依存インポートランスの式 .....	2
3. 分布源に対する平均インポートランス .....	4
4. 両中性子源に対するインポートランスの比 .....	4
5. 増倍率変化に伴うインポートランス比の変化 .....	5
6. 考 察 .....	6
7. M法および先報における式の変化 .....	7
8. おわりに .....	8
参考文献 .....	9

## 図 目 次

図-1 検出器位置依存インポートランス分布の例 (中性子源位置の関数として, 高未臨界時) .....	10
図-2 " " " ( " " , 低未臨界時) .....	11
図-3 両中性子源に対するインポートランスとその比の検出器位置依存性の例 (高未臨界時) .....	12
図-4 " " " " (低未臨界時) .....	13
図-5 両中性子源に対するインポートランス比の増倍率依存性とその検出器位置 による差異の例 .....	14

## Mihalczó法におけるインポートランスの一考察

### 1. はじめに

未臨界度測定の有望な方法として Mihalczó 法<sup>(1)</sup> (以下M法という。)が注目されている。これは中性子源と中性子の相関および中性子相互間の相関を巧みに利用して、相関を検出する検出器の効率を消去し、中性子増倍率を絶対値測定や遅発臨界での較正的測定なしに求め得るとする点で、原理的に優れたものを持っている。筆者は先報<sup>(2)</sup>においてこのM法のバリエーションを提案したが、本報はその続編的なものとして、これらの式中に現れる中性子インポートランスについて行ったその後の考察について記すことにする。

M法の測定原理の理論的解説としては、山根らの報告<sup>(3)</sup>が整理された標準的なものである。これは、従来の中性子相関理論では簡単化<sup>\*</sup>のために、とかく等閑に付せられていたインポートランスを、まともに取り込み、観測量の解釈を高度のものにした点、およびその一環として、Mihalczó が十分なし得なかった中性子相関に係る大塚・飯島の空間分布補正因子<sup>(4)</sup>を、インポートランスとの関連で正しく立式して取込むことをした点で功績がある。

ただし、この山根らの報告では、インポートランス  $I_0$ 、 $I$  を基本モード随伴中性子束  $\phi_0(r, E)$  に立脚して定義した<sup>\*\*</sup>ので、観測量の基本モード成分のみを抽出して取扱い結果となっている<sup>\*\*\*</sup>。山根らは、これを補うために引続く報告<sup>(5)</sup>で、空間高次モードを50次迄も取込む精力的な解析を行い、観測量(スペクトル比  $S_R$ )の検出器位置依存性を解釈している。この方法は増倍系の特性を分析して知るのに効果があるが、手間が大変である。

筆者は本報で、観測量の解釈のためには検出器依存インポートランス  $n_0^+$ 、 $n^+$  を用い、それにより観測量から算出される核分裂レート比  $F/F_0$  を中性子増倍率  $k_{eff}$ 、 $k_p$  と結びつける時には基本モードに立脚したインポートランス  $I_0$ 、 $I$  を用いるという使いわけの方法を提案する。そして検出器依存インポートランスを、手計算可能な平板炉・平板検出器の場合について例示し、基本モードに立脚したインポートランスを用いた場合との比較を試みる。この考えは空間高次モード展開法を否定するものでは勿論なく、他の1可能性を示唆したにとどまるが、識者の参考になるものと思う。

\* 1群1点近似など。

\*\* 文献(3)の(11)~(13)式参照。

\*\*\* 筆者の先報(2)もこれにならったもので同様である。

## 2. 検出器依存インポートランスの式

中性子インポートランスは、何に対する重要度を抽出するかによって定義に自由度がある。連鎖反応持続への寄与を尺度とすることが多いが、他の特定の反応への寄与を考えてもよい。大塚<sup>(6)</sup>は中性子検出反応  $\Sigma_D(r, v, t)$  に立脚したインポートランスを例にして解説しているが、中性子源のある臨界未満体系での相関を検出するM法及びそのバリエーションに対しては、この検出器依存インポートランス、特に定常系で随伴関係\*

$$\iint dr dv n_0^+(r, v) S(r, v) = \iint dr dv \Sigma_D(r, v) v n_0(r, v) \quad (1)$$

が成り立つ Selengut のインポートランス  $n_0^+$  を以て当るのが適当である。これはボルツマン随伴演算子  $B^+$  を用いて

$$0 = B^+(r, v | r', v') \circ n_0^+(r', v') + \Sigma_D(r, v) v \quad (2)$$

の解として求められるもので、<sup>\*\*</sup>当然に検出器位置に依存して来る。以下にこれを1群近似無限平板炉の例にして解いてみる。(添字 s は省略して書く。)

今、 $[-T, T]$  領域を占める裸の平板炉の  $[x_1, x_2]$  間が検出領域 2、その左右が非検出領域 1、3 であるとすると、<sup>\*\*\*</sup>領域 2 では

$$\frac{d^2 n^+}{dx^2} + B^2 n^+ + \frac{\Sigma_D}{D} = 0 \quad (3)$$

が、領域 1, 3 では

$$\frac{d^2 n^+}{dx^2} + B^2 n^+ = 0 \quad (4)$$

が成り立つ。ただし、

$$B^2 = \frac{k_\infty - 1}{L^2} \quad (5)$$

は材料彎曲であるが、<sup>\*\*\*\*</sup>添字 m は省略する。解は

\* 文献(6)のP. 64, 68参照。

\*\* 文献(6)のP. 68参照。

\*\*\* xの負側も対称になっていると考える。

\*\*\*\*  $B^2$ は検出領域も含めて一定と近似している。

$$\text{領域 1 : } n_1^+(x) = \frac{\Sigma_D}{DB^2} \left\{ \frac{\sin BT}{\cos BT} (\sin Bx_2 - \sin Bx_1) + (\cos Bx_2 - \cos Bx_1) \right\} \cos Bx \quad (6)$$

$$\text{領域 2 : } n_2^+(x) = \frac{\Sigma_D}{DB^2} \left[ \left\{ \frac{\sin BT}{\cos BT} (\sin Bx_2 - \sin Bx_1) + \cos Bx_2 \right\} \cos Bx + \sin Bx_1 \sin Bx - 1 \right] \quad (7)$$

$$\text{領域 3 : } n_3^+(x) = \frac{\Sigma_D}{DB^2} (\sin Bx_2 - \sin Bx_1) \left( \frac{\sin BT}{\cos BT} \cos Bx - \sin Bx \right) \quad (8)$$

である。ここで  $x$  軸に垂直な  $1 \text{ cm}$  当りの検出効率  $\Sigma_D(x_2 - x_1) = \Sigma_D V$  を一定に保存しつつ、検出厚さ  $x_2 - x_1$  を  $\rightarrow 0$  とすると  $x_d (= x_1)$  に置かれた平面検出器に対する  $x$  位置所在の平面源のインポートランスが得られて

$$n_1^+(x) = \frac{\Sigma_D V}{DB} \left\{ \frac{\sin BT}{\cos BT} \cos Bx_d - \sin Bx_d \right\} \cos Bx, \quad \text{for } x \leq x_d \quad (9)$$

$$n_2^+(x) = \frac{\Sigma_D V}{DB} \left\{ \frac{\sin BT}{\cos BT} \cos Bx - \sin Bx \right\} \cos Bx_d, \quad \text{for } x_d \leq x \quad (10)$$

となる。なおこれらの  $n^+$  には中性子増倍の効果が含まれているので、臨界に近づくと振巾も大きくなり、筆者の先報<sup>(2)</sup>の(7)式における  $1/\alpha$ 、(10)式における  $1/\alpha^2$  の部分を取り込んだものに相当している\*。

インポートランス分布  $n^+(x)$  の数値例を図-1、-2に示すが、基本モード随伴束に基づく場合の  $\cos B_x x = \cos \pi x / 2T$  分布に比して、検出器位置  $x_d$  付近が持ち上った形をしており、高未臨界において特に顕著である。

図-1、-2はインポートランスの中性子源位置依存性を示すが、逆に検出器位置依存性  $n_e^+(x_d)$  の例を図-3、-4に示す。これは  $x = 0$  に平面源  $S_e$  (片面の  $1 \text{ cm}$  当り  $1 \text{ ke/sec}$ ) を置いた場合で、(9)式から

$$n_e^+(x_d) = \frac{\Sigma_D V}{DB} \left\{ \frac{\sin BT}{\cos BT} \cos Bx_d - \sin Bx_d \right\} \quad (11)$$

となる。これは(2)式によらず中性子束分布  $\phi_e(x)$  を直接に解いた場合の解

\* これは比をとることによって影響がなくなる。



$$\phi_0(x) = \frac{1}{DB} \left\{ \frac{\sin BT}{\cos BT} \cos Bx - \sin Bx \right\} \quad (12)$$

と当然ながら同形になり、 $\cos B_g x$  分布よりは中性子源付近が尖っている。

### 3. 分布源に対する平均インポートランス

次に誘導核分裂源  $S_f(x)$  を考えると、均質系としているから  $S_f(x) \propto \Sigma_f \phi_0(x) \propto \phi_0(x)$  である。そこで  $\int_0^T S_f(x) dx = 1$  に規格化すると

$$S_f(x) = \frac{B}{1 - \cos BT} \left\{ \sin BT \cos Bx - \cos BT \sin Bx \right\} \quad (13)$$

であり、これに対する平均の検出インポートランス

$$\bar{n}^+(x_d) = \int_0^{x_d} n_1^+(x) S_f(x) dx + \int_{x_d}^T n_2^+(x) S_f(x) dx \quad (14)$$

を求めると、演算はややこしいが

$$\begin{aligned} \bar{n}^+(x_d) = \frac{\Sigma_D V}{2DB(1 - \cos BT)} \left\{ \left( \frac{BT}{\cos BT} - \sin BT \right) \cos Bx_d + \cos BT \sin Bx_d \right. \\ \left. - \cos BT \cdot Bx_d \cos Bx_d - \sin BT \cdot Bx_d \sin Bx_d \right\} \quad (15) \end{aligned}$$

を得る。 $Bx_d$  比例項が出て来るのが特長であるが、これは実は、分布源  $S_f(x)$  を持つ系の定常中性子束  $\phi_f(x)$  を

$$\frac{d^2 \phi_f}{dx^2} + B^2 \phi_f + \frac{S_f(x)}{D} = 0 \quad (16)$$

から解いたものと同形になる。つまり(15)式は誘導核分裂  $F(x)$  を closest common ancestor (C.O.A.) とする相関中性子の作る中性子束の分布形で、(11), (12)式は炉中心に置いたM法の<sup>222</sup>C<sub>1</sub>源  $F_0 \delta(x)$  をC.O.A. とする相関中性子の作る中性子束の分布形に当る。

### 4. 両中性子源に対するインポートランスの比

上記(15)式  $\bar{n}^+(x_d)$  の例を図-3, -4に併記した。これから分ることは、 $\bar{n}^+(x_d)$  の方が  $n_1^+(x_d)$  より総体的に値が低いが、より  $\cos B_g x$  分布に近いことである。これは源  $S_f(x)$  が中心源  $S_0 \delta(x)$  より平均的に境界に近く、且つ  $\cos B_g x$  分布にやや近づいているためである。

る。従ってインポートンス比  $\bar{n}^+(x_d)/n_0^+(x_d)$  は 1 より小で、且つ検出器位置に依存し、同じ図-3, -4 に併記したようになる。検出器が中心源から離れるほど両源に対するインポートンス値が近づき、比としては上るが、その上り方は高未臨界ほど顕著で、検出器位置依存性が強いことを示している。

このインポートンス比は結果的に高次モード迄取り込んだ検出確率の比に当たっていることになるが、これに対して(9), (10)式によらず、基本モード随伴中性子束

$$\phi_0^+(x) \propto \cos B_c x, \quad B_c^2 = \left(\frac{\pi}{2T}\right)^2 \quad (17)$$

をインポートンス分布として、中心平面源  $S_0$  及び分布源  $S_1(x)$  に対する平均をとれば、インポートンス比は、源の基本モード励起振巾の比となり、検出器位置  $x_d$  によらず

$$\begin{aligned} \frac{\bar{I}}{I_0} &= \frac{B}{1 - \cos BT} \left\{ \sin BT \int_0^T \cos Bx \cos B_c x dx - \cos BT \int_0^T \sin Bx \cos B_c x dx \right\} \\ &= \frac{\cos BT}{1 - \cos BT} \cdot \frac{B^2}{B_c^2 - B^2} \quad (18) \end{aligned}$$

で与えられる。これは臨界  $B \rightarrow B_c$  で  $0/0$  の型になり計算には注意を要するが、 $\rightarrow \pi/4 = 0.7854$  に漸近し、臨界未満ではそれより少し高くなる。この結果も図-3, -4 に併記したが、高未臨界では基本モード立脚の検出器位置不依存インポートンス比  $\bar{I}/I_0$  では不十分なことがよく分る。

##### 5. 増倍率変化に伴うインポートンス比の変化

体系の大きさ  $B_c = \pi/2T$  および非漏洩確率の逆数  $(1 + L^2 B_c^2)$  を一定とし、 $\nu \Sigma_f$  従って  $B^2$  を変えて未臨界度を調節したと仮定した時、 $x_d = 1/6T, 1/3T, 2/3T$  の位置に固定された各検出器に係るインポートンス比が増倍率によってどう変わるかを算出した例を図-5 に示した。

この例では  $k_{eff} = 0.85 \rightarrow 0.99$  の間に  $1/6T$  位置の検出器では  $\bar{n}^+/n_0^+$  比が 1.9% 上昇、 $1/3T$  位置では逆に 6.6% 減少、 $2/3T$  位置では 15.8% の減少となる。基本モード励起振

\* これが従来の文献(2), (3)の手法に当る。

\*\* この数値例では 1.20 とした。

巾比として検出器位置によらず08式で算出した  $\bar{I}/I_0$ 。比も併記したが、2.3%の減少で、増倍率依存性は小さいが存在する。図から、この例では3次空間モードの零点  $1/3T$  では変動なしにならなかったが、 $1/6T$  との間に増倍率依存性の殆んどない検出器位置が存在するようである。

## 6. 考 察

以下にコメントしておきたいことを順不同で列記しておく。

- ① 本稿は手計算可能な裸の平板体系に限ったので、検出器位置依存性が強く出すぎたかもしれないが、原理的な話としては示唆するところがあると思う。
- ② 局所に置いた小型検出器に対しては、大型計算機で(2)式を解き  $n_0^+$  の分布を計算し、 $n_0^+$  及び  $(n_0^+)^2$  の源分布平均値を算出するコードを組んで、インポートンス比  $\bar{n}^+/n_0^+$  および R 因子  $\overline{(n_0^+)^2}/(\bar{n}_0^+)^2$  を計算することになるが、<sup>\*\*\*</sup> 高次モード展開との楽否の問題になる。
- ③ 基本モード随伴束  $\phi_0^+(r)$  に立脚したインポートンス  $I_0$ 、 $I$  の計算値では検出器位置依存性は出ないが、山根らの実験値(文献(3)の Fig. 6) ではそれでよいようにも見える。しかし本稿の図-1、-2等からみて、それは未臨界度が浅かったからであり、一般には依存性が出るものと考えられる。
- ④ 上記文献の Fig. 7 に  $\bar{I}/I_0$  の増倍率依存性の計算値が出ており、本稿の図-5の点線に対応するが、それよりも傾斜が大きい。これはトラップ付体系のため核分裂分布源  $S_0(r) \propto \Sigma_0 \phi_0(r)$  の形状変化が大きいためと、逆に本稿の平板炉近似ではその変化が小さいためであろうが、それでも図-5で検出器位置依存性では変化が大きいことに注目すべきである。つまり上の Fig. 7 で検出器位置依存性を持ち込めば変化は更に大きかった可能性がある。
- ⑤ インポートンス比の増倍率依存性が小さい検出器位置は、 $F_0$  源を炉中心に置いた場合、それからあまり速くない所に存在するようである。<sup>\*\*\*</sup> これは、増倍率が低い時は誘導核分裂源  $F(r)$  が  $F_0$  源に向けて尖っているのが、増倍率の上昇と共に相対的に炉の周辺部が持ち上って来て  $\cos$  形分布に近づくので、その形状変化の影響を強く受ける周辺部は検出器位置とし

\* 特に図-1など。

\*\* 8頁の脚注参照。

\*\*\* 上記②に記すコードが出来れば、そのサーチは容易であろう。本稿のケースでは  $x_0 = 1/5T$  付近になる。

ては不利だからである。

- ⑥ M法においては遅発中性子の連鎖を相関の範囲としているので、インポートンス分布計算用(2式)のボルツマン随伴演算子には遅発中性子を取込まないとの考えもあるが、遅発中性子を含めても材料彎曲、従ってインポートンスの分布形に及ぼす影響はそう大きくないと考えられる。振巾の方は遅発臨界付近で大いに影響を受けるが、幸いインポートンス比においては相殺される。

## 7. M法および先報における式の変化

M法の式(文献(3))およびそのバリエーションに対する式(文献(2))は間違っているわけではなく、基本モード近似の式と考えれば、そのまま有効である。ただ観測量( $S_R$  又は  $O_R$ )に基本モード以外の影響が入って来ることは事実であるから、観測量から核分裂レート比  $F/F_0$  を抽出する時、その影響を考慮できれば、より真実に近い  $F/F_0$  値が得られるであろうというだけである。

そのためには文献(3)では、その(14)式に至る迄のインポートンスは、基本モード随伴束に立脚した  $\bar{I}_0, \bar{I}, (\bar{I}_1)$  を、本報(2)式から求められる検出器依存インポートンスに立脚した  $\bar{n}_0^+, \bar{n}^+, (\bar{n}_1^+)$  で置き換えた方がよい。(勿論そうする代りに文献(5)のような高次モード展開を行う方法も否定するものではないが。)

そして観測量から  $F/F_0, (F_1/F_0)$  比を算出する迄で一旦切り、その比から増倍率を出す部分は実験よりもむしろ定義的な部分であると割り切るべきであろう。ここで基本モード成分における増倍率  $k_0$  を以て体系の増倍率と定義するならば文献(3)の(18)式中のインポートンスには基本モード随伴束に立脚した  $\bar{I}_0, \bar{I}, (\bar{I}_1)$  を用いて妥当である。しかし両インポートンスを混在させる(19, 20)式は案かず、 $F/F_0, (F_1/F_0)$  比を出してから(18)式を用いて増倍率を求めるといふ表現で打ち切るということになる。

筆者の先報(文献(2))の場合は、観測量の一部  $\bar{O}_2(T)$  の中に遅発中性子の影響が入って来るので、若干ややこしく、次のように改められる。即ち文献(2)の(7), (10)式中のインポートンスは検出器依存の  $\bar{n}_0^+, \bar{n}^+$  で置き換え、 $\bar{O}_2(T)$  に対して(8)式をこの段階で使うことを止め、(9)式を

\* 誘導核分裂の分布形  $F(x)$  は遅発中性子の影響を含めて計算すべきであろうが。

$$\bar{G}_z(T) = \frac{\omega_z T}{\alpha} \left( \frac{\bar{\nu}_{cp} \bar{n}_c^+ F_c}{1 - \beta_c} + \frac{\beta \bar{\nu}_p \bar{n}^+ F}{1 - \beta} \right)$$

19

に改め、これによって(11)式を

$$\begin{aligned} \frac{1}{C_R} &= \frac{\frac{\bar{\nu}_{cp}(\bar{\nu}_{cp}-1)}{(\bar{\nu}_{cp})^2} \cdot \frac{\bar{n}_{c2}^+ \cdot \bar{n}_{c1}^+}{(\bar{n}_c^+)^2} + \frac{\bar{\nu}_p(\bar{\nu}_p-1)}{(\bar{\nu}_p)^2} \cdot \frac{\bar{n}_2^+ \cdot \bar{n}_1^+}{(\bar{n}^+)^2} \cdot \left(\frac{\bar{\nu}_p \bar{n}^+}{\bar{\nu}_{cp} \bar{n}_c^+}\right)^2 \frac{F}{F_c}}{\frac{1}{1 - \beta_c} + \frac{\beta}{1 - \beta} \left(\frac{\bar{\nu}_p \bar{n}^+}{\bar{\nu}_{cp} \bar{n}_c^+}\right) \frac{F}{F_c}} \\ &= \frac{X_c R_c + X_R \left(\frac{\bar{\nu}_p \bar{n}^+}{\bar{\nu}_{cp} \bar{n}_c^+}\right)^2 \frac{F}{F_c}}{\frac{1}{1 - \beta_c} + \frac{\beta}{1 - \beta} \left(\frac{\bar{\nu}_p \bar{n}^+}{\bar{\nu}_{cp} \bar{n}_c^+}\right) \frac{F}{F_c}} \end{aligned}$$

20

に改める。そしてこの(12)式を数値的に満す  $F/F_c$  値を求めて実験結果とし、その  $F/F_c$  を改めて文献(2)の(12)式に入れて増倍率を求めることとする。この(12)式中のインポートンスは上記定義の増倍率とする限り、基本モード随伴束に立脚した  $\bar{I}_c$ ,  $\bar{I}$  を用いて妥当である\*。そして両インポートンスが混在する文献(2)の(13)式は用いないこととする。(ただし基本モード近似に徹すれば当然有効で、その後の(14)式以下も同様である。)

## 8. おわりに

本報は手計算可能な1群近似無限平板炉を例にしたので演習問題的な感がなくもないが、原理的な説明には適当だったのではないかと考えている。今後の実験結果は  $S_R$  (又は  $C_R$ )、 $F/F_c$  比、増倍率の3段階に区切って記録さるべきであろう。なお、先報(文献(2))の5節(体系の炉物理的諸量の導出)を、インポートンスの使い分けによって高度化することと、インポートンス比等を実験的に求める良法があるかを検討することは、引続きの課題ということにしておきたい。

\* 別途コードを組んで計算しなくても、臨界近くでの  $\bar{n}_c^+$ ,  $\bar{n}^+$  で十分近似できよう。なおバーによる平均記号は、核分裂スペクトル平均をとった後に核分裂空間分布平均をとることを意味する。すると  $\bar{n}_c^+ \cdot \bar{n}_c^+$  は  $(\bar{n}^+)^2$  と同じことになる。

## 参 考 文 献

- (1) MIHALCZO, J. T., PARÉ, V. K. : Ann. Nucl. Energy, 2, 97 (1975)
- (2) 古橋晃 : PNC N 1410 88-001 (1988年11月)
- (3) 山根義弘, 仁科浩二郎, 他 : 日本原子力学会誌, 28 [9], 850 (1986)
- (4) OTSUKA, M., IIJIMA, T. : Nukleonik, 7 [8], 488 (1965)
- (5) YAMANE, Y., YANAGISAWA, H., NISHINA, K. : Proc. of Int'l Seminar on Criticality Safety, Held in Tokyo on Oct. 22, 1987, P. 393-400 (1987)
- (6) 大塚益比古 : 原子炉物理 (共立物理学講座 24, 共立出版, 1972)

(本資料の記号・表式で説明のないものは, 上記文献(2)および(3)に準拠しているのを参照願いたい。)

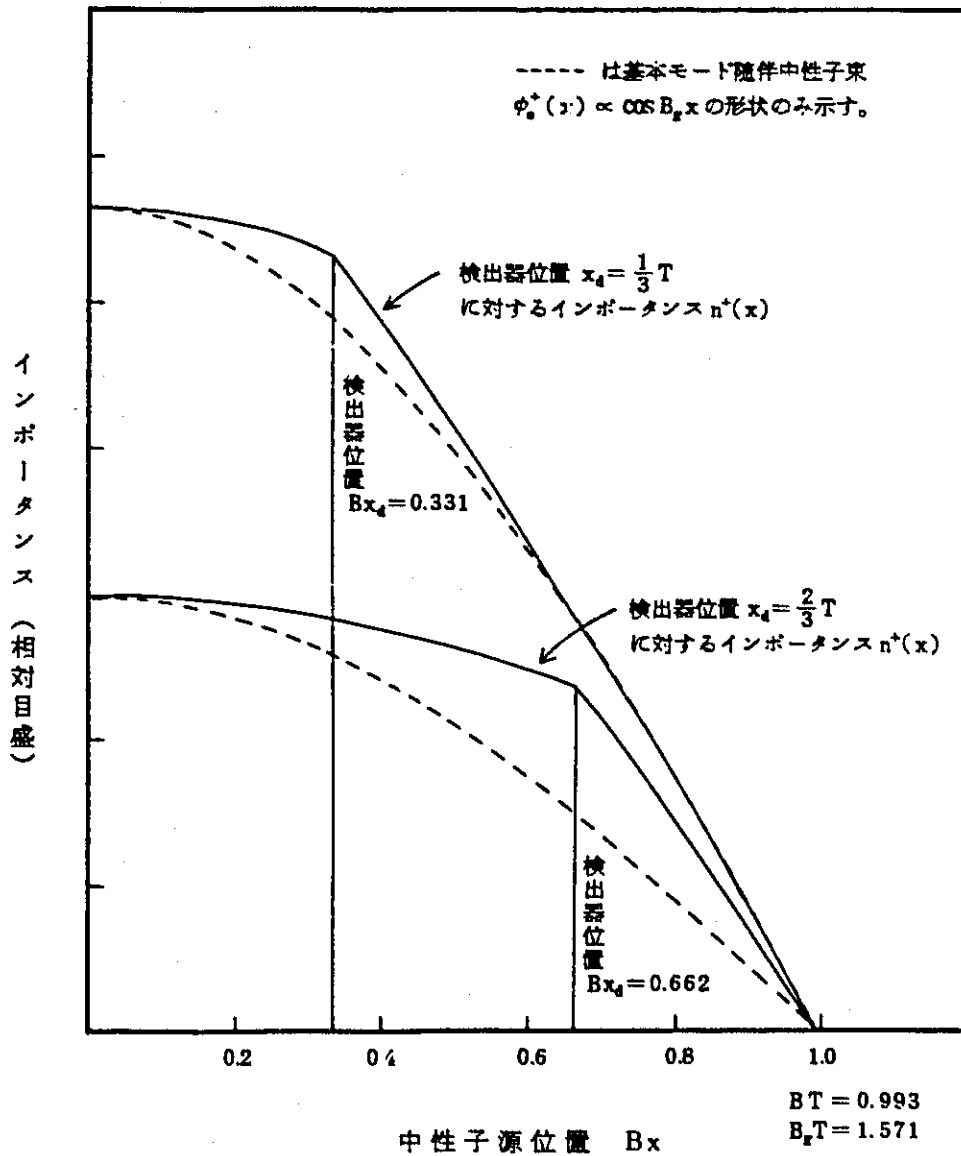


図-1 検出器位置依存インポートランス分布の例

(中性子源位置  $x$  の関数として) (高未臨界時:  $k_{eff} = 0.90$ ,  $k_{\infty} = 1.08$ )

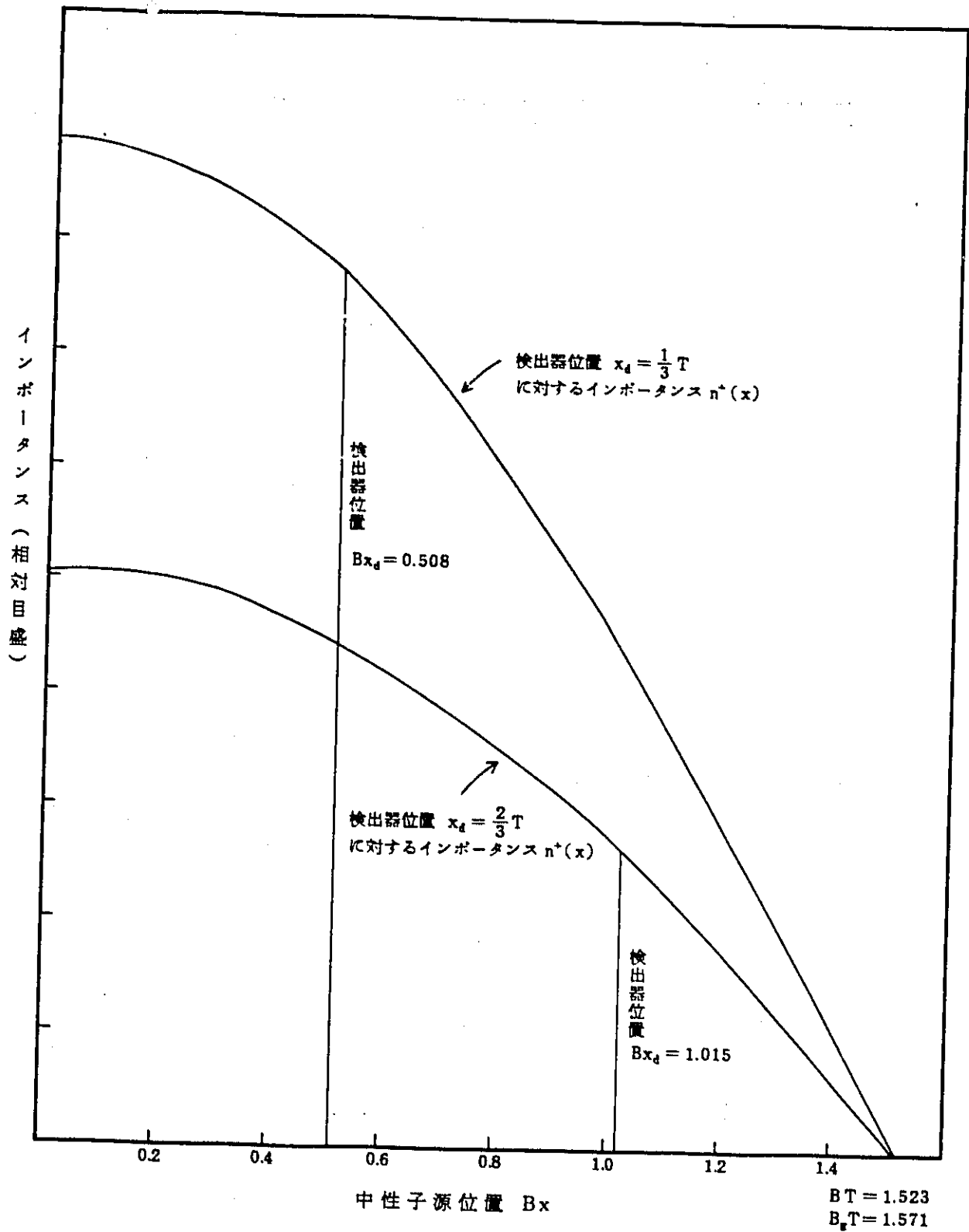


図-2 検出器位置依存インポートランス分布の例

(中性子源位置  $x$  の関数として) (低未臨界時:  $k_{eff} = 0.99$   
 $k_{\infty} = 1.188$ )



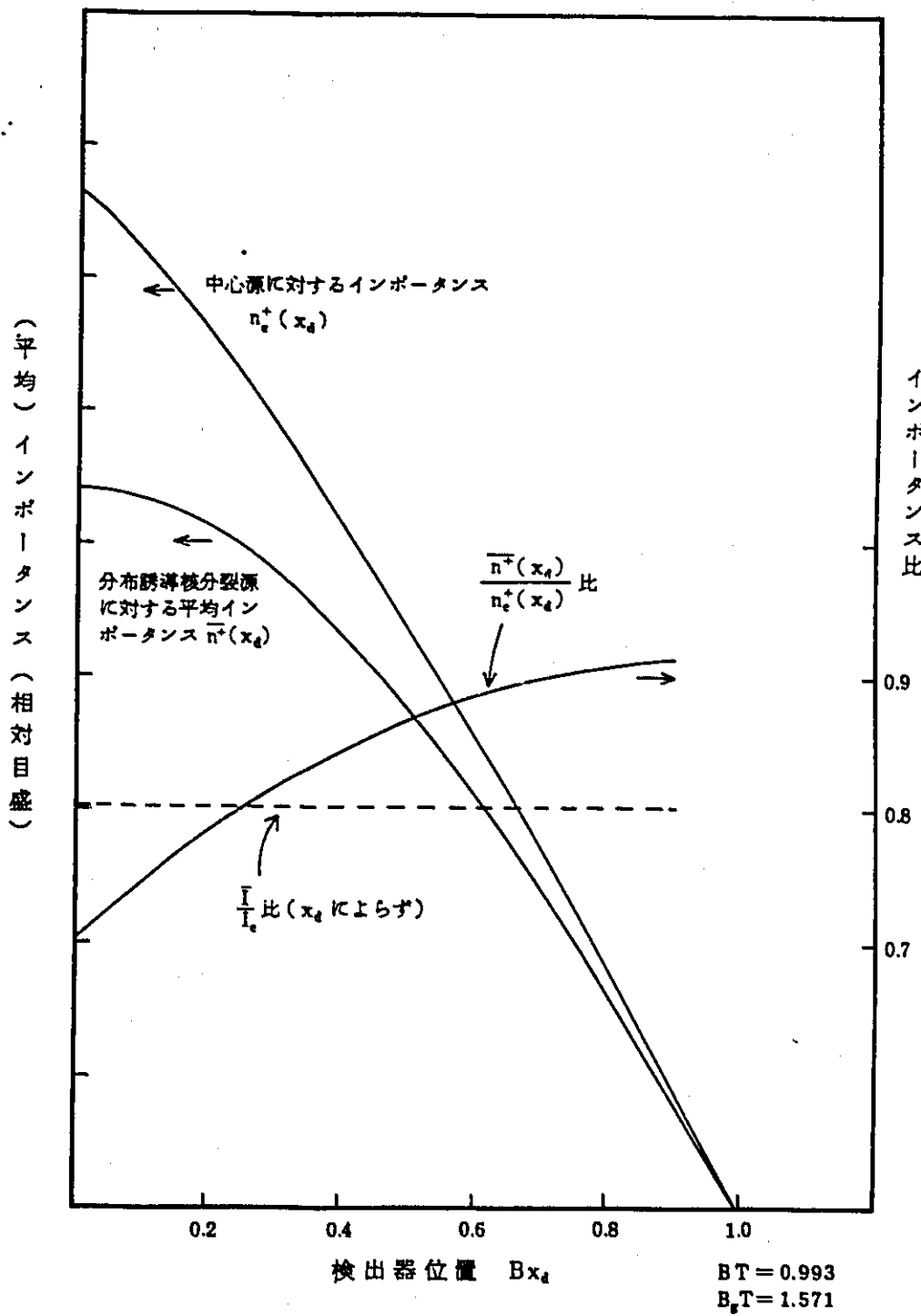


図-3 両中性子源に対するインポートランスとその比の

検出器位置  $x_d$  依存性の例 (高未臨界時:  $k_{eff} = 0.90$ )  
 $k_\infty = 1.08$

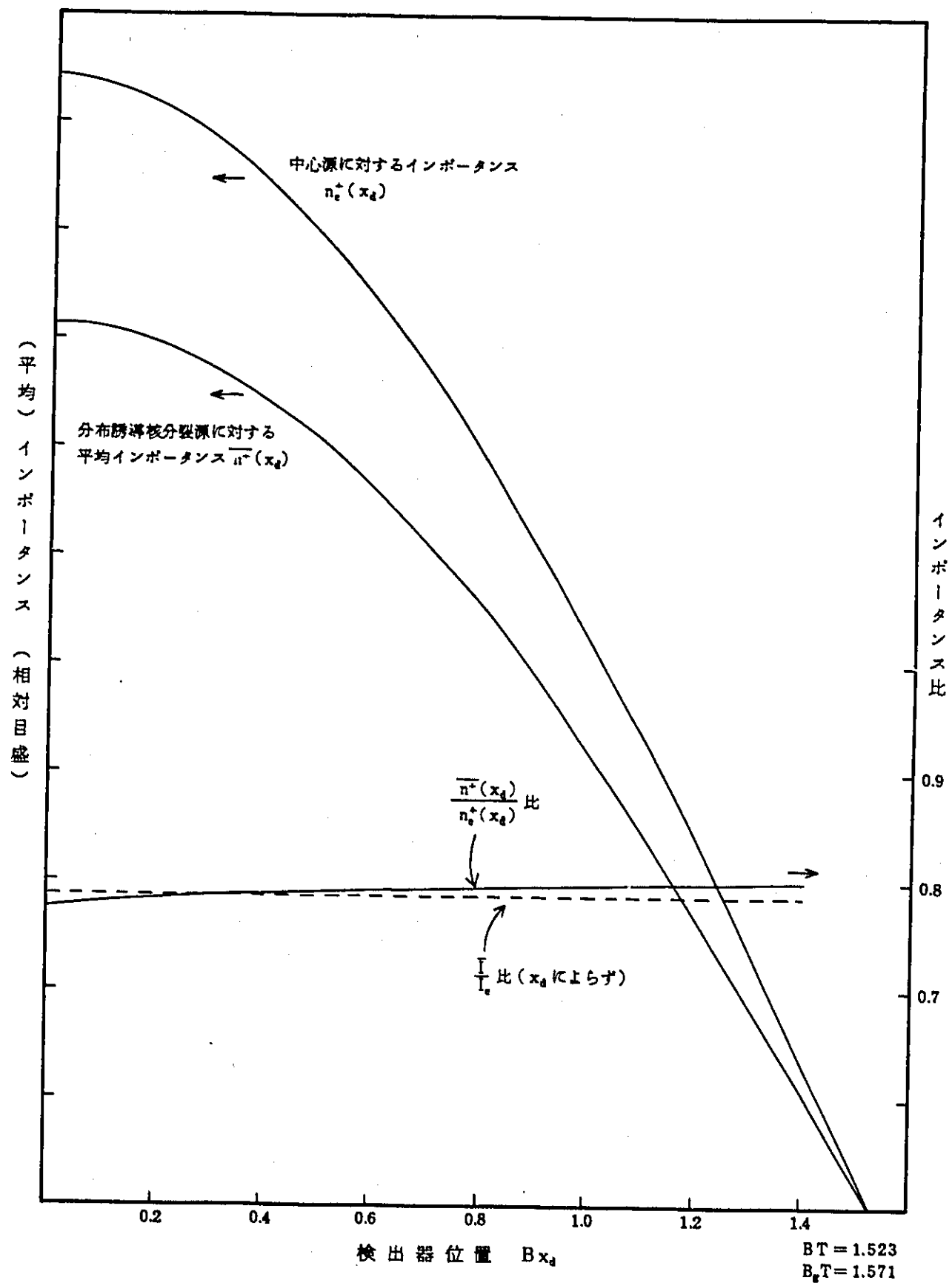


図-4 両中性子源に対するインポートランスとその比の  
 検出器位置  $x_d$  依存性の例 (低未臨界時:  $k_{eff} = 0.99$ )  
 $k_{\infty} = 1.180$

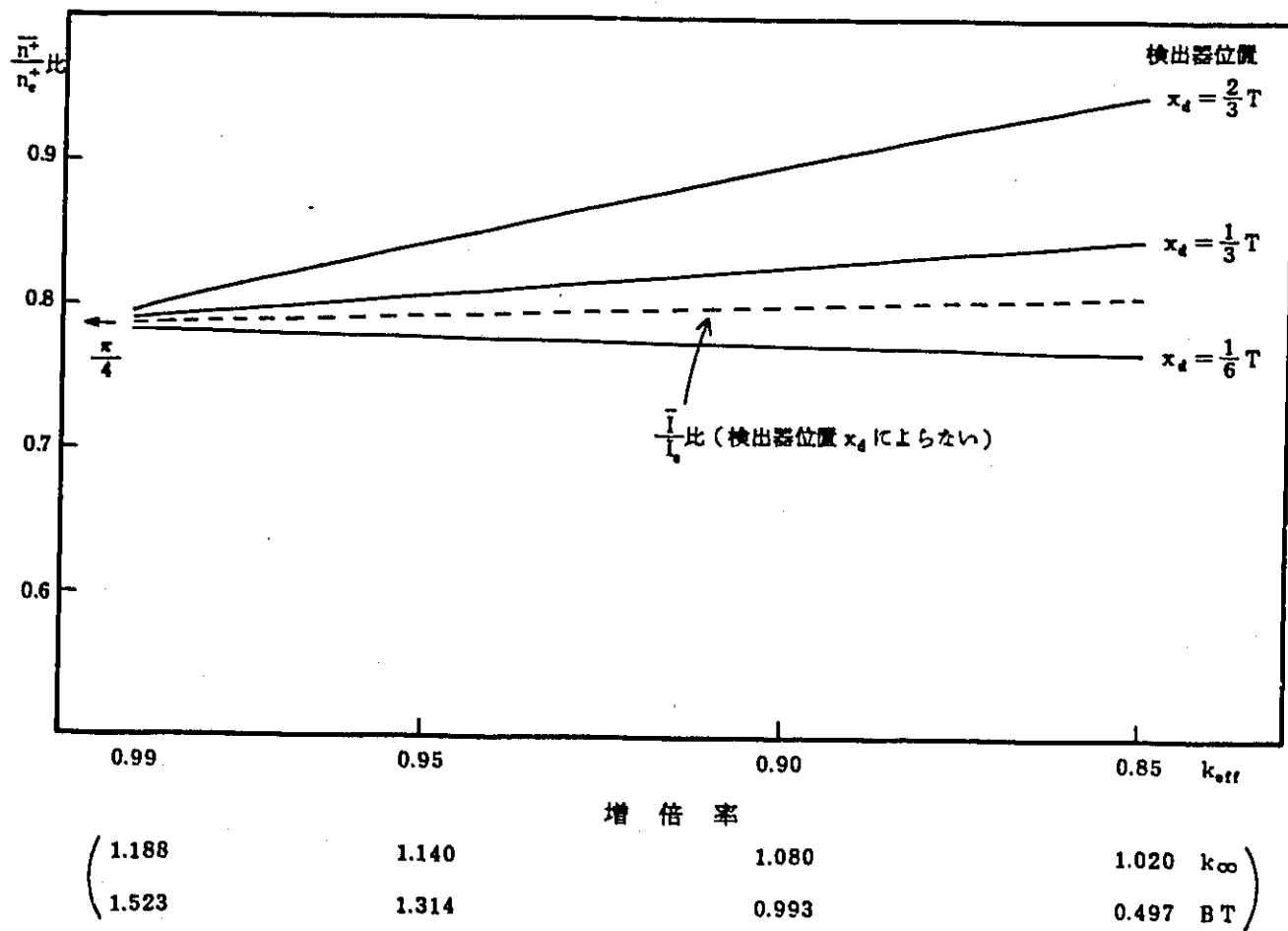


図-5 両中性子源に対するインポートランス比の増倍率依存性と  
その検出器位置  $x_d$  による差異の例