

中性子共鳴領域に見える規則構造の不思議

N. Resonance Lab.

大久保 牧夫

makiohkubo@hi-ho.ne.jp

1. はじめに

中性子共鳴の並び方に埋もれた異常な規則性に魅せられてからもう 37 年になる。なにがそんなに面白いのか、定年になってもまだ研究を続けている、その魔力について述べたい。きっかけは、 ^{107}Ag と ^{109}Ag の最初の数本の共鳴の並び方が 11eV ずらすと一致すること、たわいない発見だった。ふつう微細共鳴については、隣り合う間隔は Wigner 分布、強度は Porter-Thomas 分布に従うものとされ、実験データの解析も皆その線に沿って行われていた。「微細構造に規則構造など有る筈がない」のが一般的理解であった。当時私は 30 才、原研核物理第 2 研（リニアック）に居り、竹腰、更田、鹿園、浅見(明)、河原崎、中島(豊)、栗田など雑誌会や輪講を共にしたグループと激しく議論した。井出野が直ぐ加わり彼とのコンビが始まり中性子共鳴の「非統計的性質」の研究が今も続いている。核物理第 2 研では、1960 年の建設から 1993 年の解体まで、電子リニアックによる中性子飛行時間法 (TOF) による共鳴領域の全断面積、捕獲断面積データの測定を続けた (核データニュース) [1]。私も $^{79,81}\text{Br}$, $^{85,87}\text{Rb}$, $^{121,123}\text{Sb}$, $^{140,142}\text{Ce}$ などの共鳴パラメータの測定・解析に携わった。

共鳴の配列の中に見える規則性の問題はその間も私の中に大きな位置を占め、1996 年春定年後も多く時間を使っている。核データ研究会にはその年の成果をポスターと報文集に発表させてもらっている。中性子共鳴に詳しい人たちも次々リタイヤし、話し相手も世界的にも淋しくなり、花形研究領域は次々と新分野に移って行く。中性子共鳴はカオスとして解決ずみの古くさい問題と見えるが、視点を変えると予想外の新しい姿が見えて来る。古くて新しい魅力ある核子多体系の問題である。

この文では、共鳴配列の中に埋もれている規則構造について、またそれを説明するため私なりに捏ね上げた「回帰模型」について、PR も兼ね、私情を交え記述しておきたい。また微細構造を調べる事の重要性を述べたい。改革の嵐の中で、基礎研究の先行きは不透明であるが、私なりのまとめである。

2. 共鳴領域に見える不思議な規則構造

原子核の励起準位密度は励起エネルギーと共に指数関数的に上昇し、中性子共鳴領域では $10^3 \sim 10^6/\text{MeV}$ となる。中性子共鳴では $S_n \sim 8\text{MeV}$ 以上の核レベルの様相が極めて高い精度で見えるので、核物理上の一つのチェックポイントになっている。TOF 観測データに Breit-Wigner 公式や R-Matrix 理論を当てはめ、共鳴エネルギー、全幅、中性子幅、スピンなどの共鳴パラメータを得る。多数の共鳴データから、平均準位密度、強度関数、共鳴間隔分布、強度分布、 Δ_3 統計など得られる。実験データは、隣り合う準位間隔の分布は Wigner (GOE) 分布、強度分布は Porter-Thomas 分布と Random Matrix 理論の予測と比較的よく一致するので、この領域の特徴はランダム (カオス) に基づく統計モデルの典型と信じられて来た。

しかしながら、観測された中性子共鳴準位間に GOE 分布では期待しにくい等間隔系列や、強いフーリエ周期を持つ「非統計的」準位構造が多くの核に見られる[2-6]。頻繁に出現する特別な間隔 (Dominant spacing) は核ごとに異なるが、核が異なってもその間に簡単な整数比が存在するらしい。Sukhoruchkin (1972) [2]はいろいろの核の共鳴に共通な周期があること、Ideno-Ohkubo (1972) [3]はフーリエ解析により、多くの核に異常に強い周期構造の存在を述べた。Coceva 達 (1972) [4]は測定した Hf-177 データに[3]の解析を行い、 $J=3$ 共鳴に 4.4eV 周期が明確に存在するが、 $J=4$ 共鳴には明確でないことを述べた。Belyaev 達 (1978) [5]は、[3]の方法を可能なすべての核の共鳴データに適用し、偶然により等間隔に見える確率は極めて小さく ($\sim 10^{-6}$)、等間隔に並ぶ物理的根拠があるはずだ、と述べた。その後、微細共鳴に現れる「非統計的構造」は核物理上でどのような現象なのか理論 (guiding principle) もなく、わずかな人々 (Sukhoruchkin, Ideno, Ohkubo, ...) が研究を続けたが、カオス理論の興隆の影に隠れて一般にはほとんど無視 (または冷笑) されてきた。

研究を始めた最初の頃 (1967 年～) 微細共鳴の並び方の中に構造を探す事自体、異常な気違い沙汰と思われた。井出野さんが当時の大型計算機で共鳴のフーリエ周期など多くの核につきプロットした。標準偏差の 4 倍程度の偏差値を持つ周期が多くの核で見つかった。この成果を発表する段階で「こんな論文が外に出ると原研の恥になる」などの議論が当時の塚田室長や竹腰室長レベルであった。同じことを中嶋龍三さんも塚田さんに言っていた (井出野さんの記憶による)。百田部長は静かに我々を支持してくれた。この論文は日本物理学会の英文誌に掲載され[3]、むしろ外国で、特にソ連邦では真剣に検討された事が後で分った。当時は、外国に無い研究はだめだ、すばやく真似し少し先に進めるのが勝ち、なるムードがあり、私を含め全員、目を皿の様にして新着論文を読んで雑誌会で報告し、また部厚い教科書の輪講をしていた。今にして思えば後進国状態だったが、よく勉強したよい時代だった。

ここに規則性の断片と思われる並び方の例を図に示す。 $^{123}\text{Sb}+n$ に見える等間隔共鳴、

$E_n=88(n+1/2)$ eV ($n=1,2,\dots,8$)に並んでいる (Fig.1)。 $^{40}\text{Ca}+n$ の共鳴の周期構造 (6 本組)。116, 232, 387 keV の周期が強い (Fig.2)。

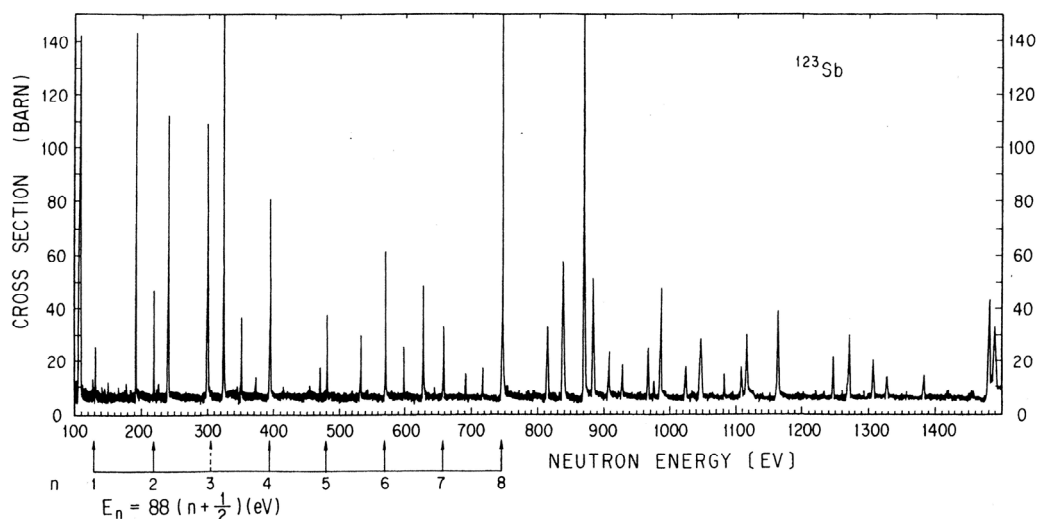


Fig. 1 $^{123}\text{Sb}+n$ に見える等間隔共鳴。 $E_n=88(n+1/2)$ eV ($n=1, 2, \dots, 8$)に並んでいる。

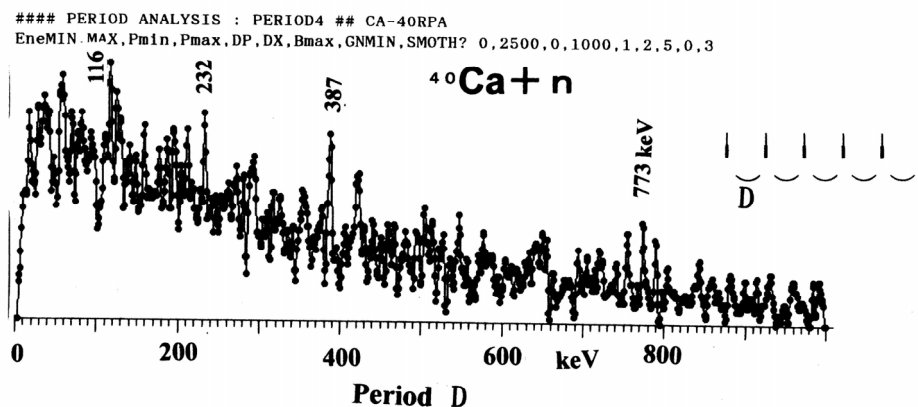


Fig. 2 $^{40}\text{Ca}+n$ の共鳴に見える周期構造 (6 本組)。周期 116, 232, 387keV が強い。

標準偏差の数倍の頻度で出現する間隔を Dominant spacing D_0 とする。例えば ^{123}Sb の D_0 は 5.5eV の整数倍が強い。 ^{177}Hf は 4.4eV の整数倍、 ^{75}As では 142eV、 ^{240}Pu では 213eV、 ^{238}U では 14.6eV、...等々。実に面白い事に、多くの核の D_0 の間に簡単な整数比が見られるのである。上例では $5.5/4.4=5/4$, $142/213=2/3$, $14.6/17.6=5/6$...。

このような現象はランダム・マトリックス理論から全く説明できないことであろう。現実の共鳴領域はカオス系でなく、かなり単純なレギュラー系であると予想され、かなり

荒っぽい解析でも第一近似の情報は得られる分野と言える。

3. 共鳴の回帰模型

等間隔に並ぶ共鳴の物理的理由を殻模型、光学模型などに求めたが、eV 領域ではほとんど無力と思われ、別な機構を探す必要があった。1970 年代のある日、私は Lipson-Lipson: "Optical Physics" に図解された光の干渉縞の構造に貴重なヒントを得た。中性子微細共鳴と巨大共鳴の関係に酷似しているのだ。中性子平面波を $\exp(i(kx - \omega t))$ とする (k : 波数、 x : 距離、 ω : 振動数、 t : 時間)。

k, x domain (波数・距離ドメイン) の干渉を利用したのが中性子の結晶回折である。1 個の原子からの散乱波はぼやっと広がっているが、空間的に周期的に並んだ多数の原子からの散乱波のパターンは干渉により特定な方向に集中する (Laue spot)。多数の Laue spot の包絡線は 1 個の原子からの散乱波の角分布に等しい。

一方、中性子共鳴は ω, t domain (振動数・時間ドメイン) の干渉以外には考えられない。上述のアナロジーによると、エネルギー軸上での 1 個の微細共鳴は時間軸上で周期的に振動する散乱強度と入射波の時間周期との数千数万回に及ぶ干渉の結果と考えられ、干渉時間は $\sim \hbar/\Gamma$ である。多数の微細共鳴の包絡線である巨大共鳴は、その振動 1 個分の散乱強度に対応し、エネルギー幅は数 MeV に広がっている。振動 1 個は時間幅 $\sim 10^{-21} s$ のパルスであり、核の光学模型または Ramsauer Model に係わる速い成分である。一言で言えば、結晶回折では散乱点 (原子) が空間的に等間隔に並んでいるが、中性子共鳴では散乱点 (癒着位相) が時間的に等間隔に並ぶ、という事である。数学形式は (波数・距離) の関係と (振動数・時間) の関係が同じになる。

複合核共鳴において、「時間的に振動する散乱強度の実体が存在するはずだ」この線に沿って「共鳴複合核の回帰模型」を長い年月かけて構築してきた。この模型は定性的に多くの現象に実にうまい解釈を与えた。1995 年に Phys. Rev. C に投稿し、1996 年 3 月に公開された[7]。

回帰模型の概要を以下にのべる。等時間間隔に並ぶ散乱点を作るため、複合核を独立な M 個の振動子 (ノーマルモード) の集合と見なし、その時間振る舞いを半古典的にあつかう。全励起エネルギー E_x は M 個のノーマルモード (回転円板とする) にランダムに分割されるとし、 M 個の独立に回る全円板が許容位相誤差内で元の位置に戻ることを回帰とする (Fig.3)。平均の回帰時間は計算でき、またシミュレーションできる。回帰と見なす位相誤差として 1 rad. とした。平均の回帰周期 τ は E_x と M の関数 $\tau = (\hbar/E_x) (2\pi)^{M-1}$ になる。一方、平均準位間隔 D の量子系では、回帰時間 $\tau \sim \hbar/D$ である。両者は等しいとすると、中性子共鳴データから得られる E_x, D から、複合核励起モードの数は

$M = 1 + \frac{\ln(E_x/D)}{\ln(2\pi)}$ となり、Fig.4 に示す。この M の値は exciton model による exciton の数 n_{ex}

$\sim (g_0 E_x)^{1/2}$ ($g_0 = A/13$) と良く一致し、軽核と閉殻付近を除き両者の比は 0.8~1.2 に入る。

また核温度 T は、 M の式を微分して、 $T = \frac{E_x}{M \ln(2\pi) - 1}$ となり、Fig.5 に示す。他の方法

(Gilbert-Cameron など) による核温度と軽核と閉殻付近を除き良く一致する。また時間構造については、癒着位相は時間幅 $\sim 10^{-21}$ s のパルスが τ 毎に回帰を繰り返し、その包絡線は時常数 $\sim \hbar/\Gamma$ (Γ : 微細共鳴幅) で減衰する (Fig.6)。この時間構造のフーリエ変換により、エネルギースペクトルが出る (Fig.7)。等間隔微細共鳴とそれを包む包絡線としての巨大共鳴である。時間とエネルギーに関する 3 個の不確定関係が得られる。Fig.7 は 1 個の共鳴が持つスペクトルで、この全成分のうち実際に観測されるのは 1 個である。

回帰模型はノーマルモード個々の具体的な形に立ち入らず、時間回帰性だけから多くの関係を導出し、他の方法による値と良く一致した。私にはノーマルモード集団の存在がますますリアルに思われた。次にここ数年の発展を述べたい。

まず、複合核共鳴の時間回帰性は鋭い共鳴の表裏一体であることが S 行列理論[8]から出てくる[12,14,15]。

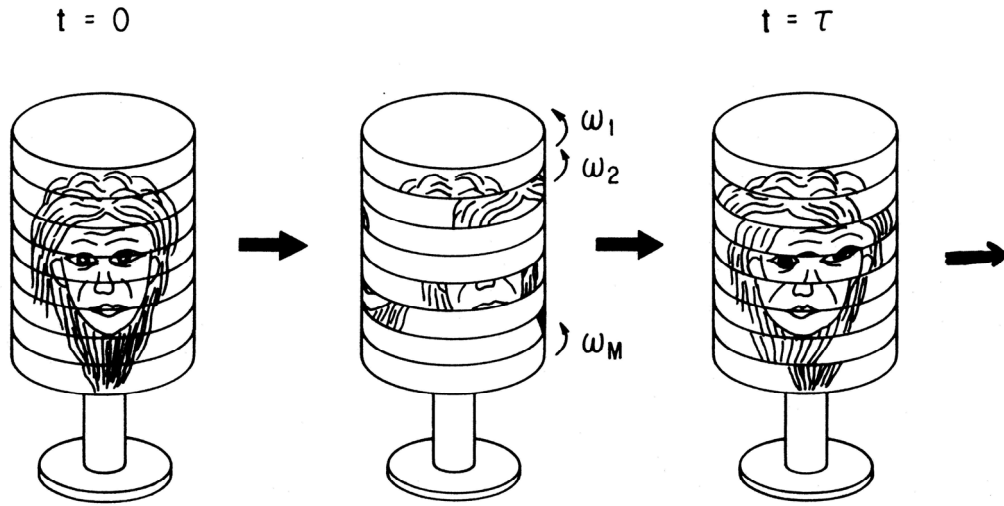


Fig. 3 複合核を M 個の独立な振動子 (ノーマルモード) とする回転円板モデル。平均回帰時間 $\tau = (\hbar/E_x)(2\pi)^{M-1}$ 。許容位相誤差 1 rad。

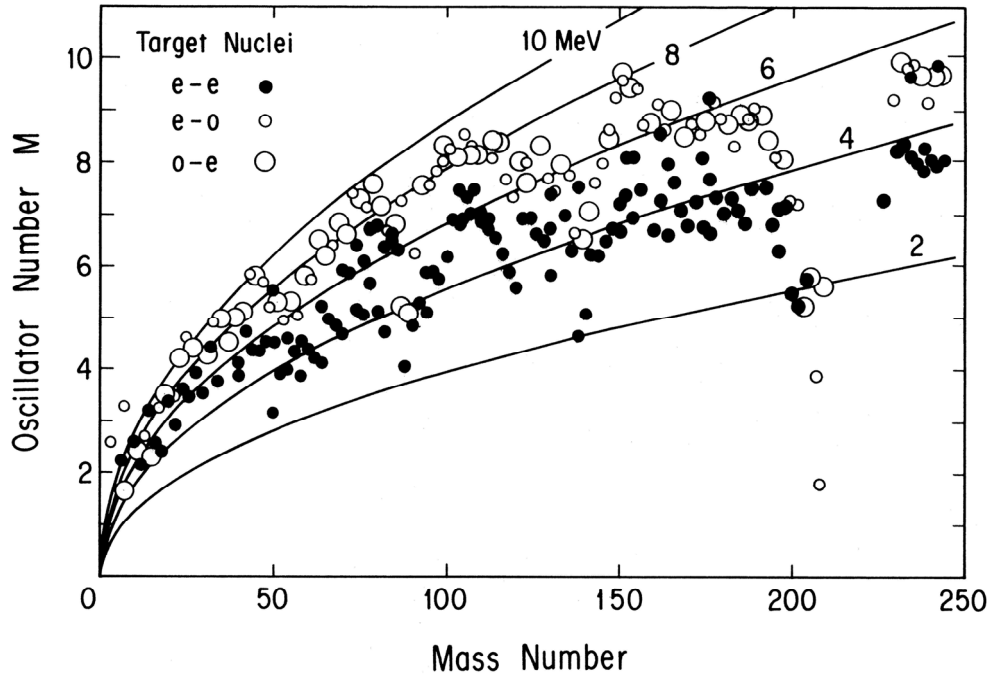


Fig. 4 中性子共鳴の測定データから得られたノーマルノードの数: $M = 1 + \frac{\ln(E_x/D)}{\ln(2\pi)}$

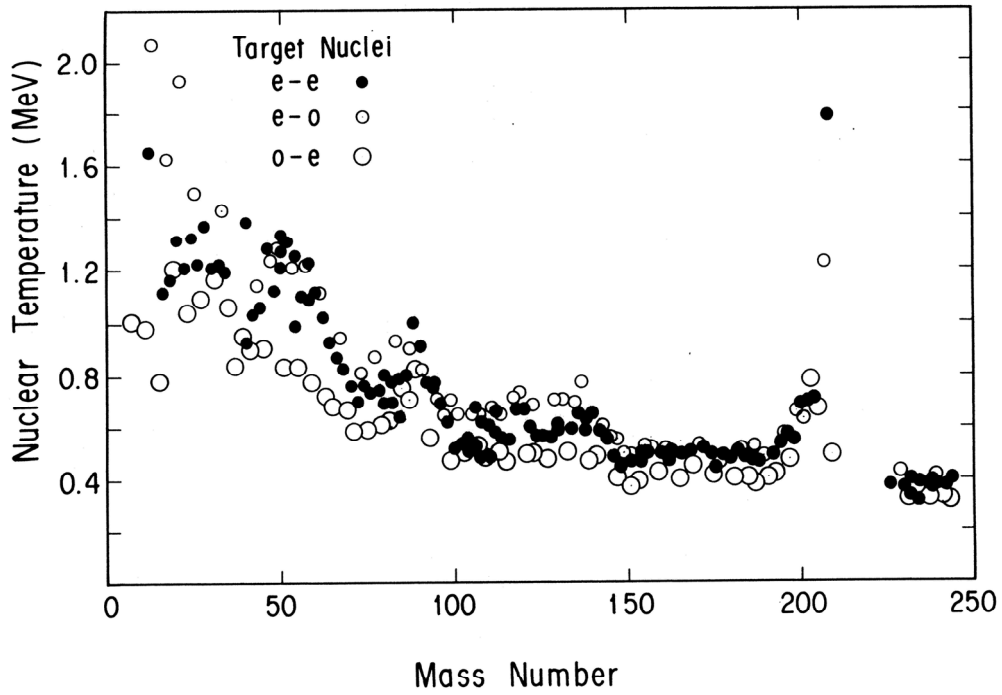


Fig. 5 共鳴領域の核温度: $T = \frac{E_x}{M \ln(2\pi) - 1}$

Time Structures

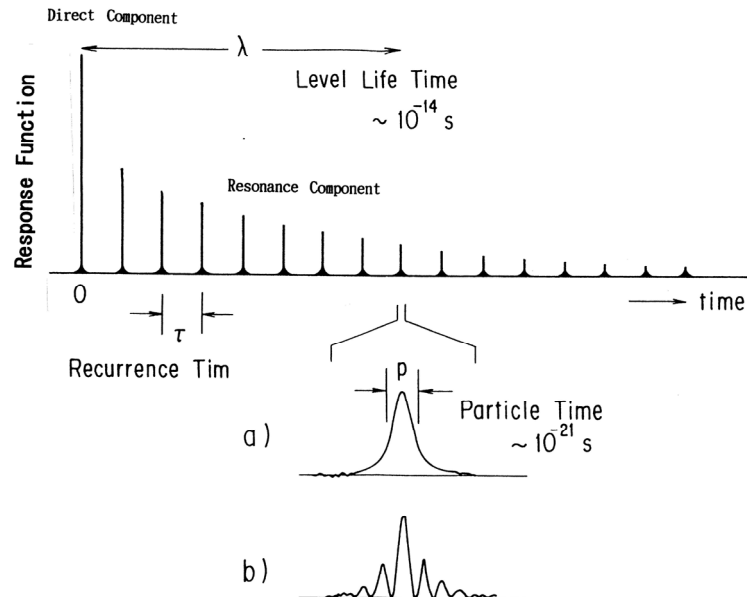


Fig. 6 微細共鳴の応答関数の時間構造：回帰周期毎に出現する癒着位相。a, b の型がある。時間幅 $\sim 10^{21}$ s から、巨大共鳴の幅が決る。パルス列の包絡線から、微細共鳴の幅が決る。

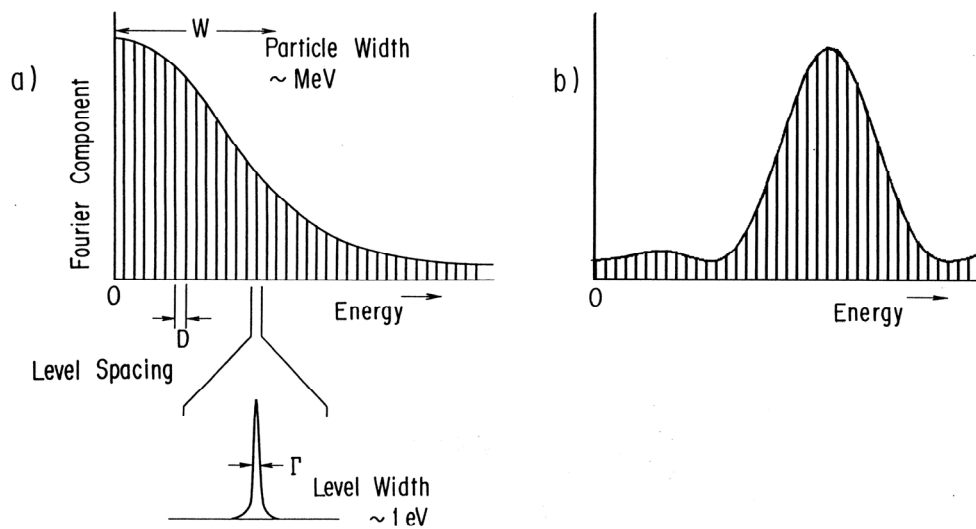


Fig. 7 Fig. 6 の時間構造から得られるエネルギースペクトル(a, b)：等間隔微細共鳴とその包絡線である巨大共鳴。

1) 複合核共鳴と時間回帰性

中性子波束の長さは干渉計の測定や細い共鳴の寿命から、 $\sim 10^{-8}\text{m}=100\text{\AA}$ であり、核半径 $\sim 10^{-14}\text{m}$ 比べ遥かに長い。しかし波束長のエネルギー依存性は良く分らない。半径 R の相互作用領域、入射波、散乱波間の応答関数を考える。式は省略するが、断面積をきめる散乱行列 $S(E)$ は時間を含む応答関数 $F(\tau)$ の Fourier 変換で書かれる。入射エネルギー E に鋭い共鳴があると、 $S(E)$ がピークを示す。従って応答関数が周期関数でその周期（高調波を含む）が入射ドブロイ波の時間周期 $2\pi\hbar/E$ と一致することが要求される。古典物理の共鳴と同じである。

2) 応答関数の高調波成分

応答関数は複合核に励起される固有関数の振動の影響を受けるであろう。複合核共鳴を M 個のノーマルモードに分解する。全体の Hamiltonian は $H=H_1+H_2+\dots+H_M$ 、全体の固有関数は直積 $\psi=\psi_1\otimes\psi_2\otimes\dots\psi_M$ である。各 ψ_j は時間周期 $\tau_j=2\pi/\omega_j$ 毎に回帰を繰り返す。準定常状態である共鳴では、全体の固有関数 ψ は時間周期性を持ち、その周期を τ とする。即ち $\psi(t+\tau)=\psi(t)$ 。 τ は各ノーマルモードの周期 τ_j の最小公倍周期である。従って τ_j は互いに整数比になり、また最大公約周期である時間単位 τ_0 が存在する。 τ_0 を基準にすると系の励起エネルギーは逆整数の和になる。

$$E_x = \hbar \sum_{j=1}^M \omega_j = \frac{2\pi\hbar}{\tau_0} \sum_{j=1}^M \frac{1}{n_j} \quad (n_j : \text{integer}).$$

即ち、鋭い共鳴に対しノーマルモードの集合 ($M \geq 2$) を仮定すれば、単位時間 τ_0 が存在し、各ノーマルモードの周期は τ_0 の整数倍となる。全体の回帰時間はこれら周期の最小公倍周期 $\text{LCM}(n_1, n_2, \dots, n_M) \times \tau_0$ となる。 eV 領域の共鳴でも多数のノーマルモードが醸し出す長周期振動である。多重度を含めれば上式の分子の 1 は整数 a_j になる。等間隔共鳴の起源はこの辺にあるようだ。上の考察から E_x と入射エネルギーの比は LCM を含む整数比になる。観測された $^{16}\text{O}+n$ の共鳴では整数比になっている事を後に述べる。

中重核の eV 領域の共鳴は $M=7\sim 10$ 、 e-e 軽核の MeV 領域の共鳴では $M=2\sim 4$ と考えられる。面白いことにある共鳴 A に参加したノーマルモード集団同士の回帰周期は互いに整数比になる。また別な共鳴 B に一部のノーマルモードが取り込まれると、 LCM の構造から共鳴 A と共鳴 B の回帰周期は互いに整数比になる。この関係は eV 領域まで継続されるのであろう。

3) 核に共通なエネルギーと時間単位がある？

多数の共鳴の配列を調べた経験から、中性子閉殻付近の核や軽核では共鳴の配列が単純なことが判ってきた。励起自由度が少ないため分岐が単純と考えられる。 even-even 軽核をターゲットとした数 100keV にわたる中性子共鳴準位について、既存のデータ[9]を分

析し、15 核種から 30 の Dominant spacing D_0 (recoil corrected) を得た。回帰周期の考察から、ある自由度に別な自由度が組むと全体の周期は各々の整数倍になる (最小公倍周期)。観測された D_0 は、それぞれの核の事情により元の「共通な値」が整数分割されたものではないか。2 個の D_0 の間に簡単な整数比があれば、その最小公倍間隔が「共通な値」に関係している可能性がある。このような予想で分析を進めた。その結果約半数は $D_0=G/mn$ ($G=34.5\text{MeV}$, m, n integer) と表現できることが判った[10-12]。多くの核に「共通な値」 G と、個々の核に固有な分岐。まさに整数の世界である。2) で述べたことに関連付けると、

$$G=34.5\text{MeV} \quad \tau_0 = \frac{2\pi\hbar}{G} = 1.20 \times 10^{-22}\text{s} = 36(\text{fm}/c)$$

となる。予備的な値であるが、 $G=34.5\text{MeV}$ は束縛エネルギーの上限である Fermi Energy に近い。また τ_0 は最小応答時間であり、1 個のノーマルモードには、 τ_0 の整数倍の回帰時間が付いている。核の離散固有状態ではその特性 (identity) を維持するには波動性が不可欠で、少なくとも反射波が戻る時間 (寿命とは異なる) が必要である。この限界が τ_0 であろう。 τ_0 は高エネルギー重イオン衝突による蒸発時間に近い。

また G は核励起一般に関連している様にみえる。 ^{50}Cr の GS band の E_x は 2+ から 12+ ままで G/n に比例している。

ここまでの結果を ND2001 (Int. Conf. Nuclear Data, Tsukuba 2001) に報告した[12]。

4) $^{16}\text{O}+n$ の共鳴

ND2001 に Sayer による $^{16}\text{O}+n$ の精密な共鳴パラメータが発表され、それを調べた[13,14,15]。面白いのは、多数の共鳴で E_x と E_n (recoil corrected) が簡単な整数比をとることである。最低の共鳴 $E_n^{\text{lab}} = 434\text{keV}$ では、 $E_x/E_n=11 \times 1.013$ と整数比に近い。その上の共鳴では $E_x/E_n=16/3, 13/3, 11/3, 18/5, 17/5, \dots$ である。 $5.0 \leq E_x \leq 7.5\text{MeV}$ にある 13 個の共鳴のうち 11 個は E_x/E_n が簡単な整数比をとり ($E_x/S_n=m/n$, $n \leq 13$)、分母が 13 以下になる。整数比との誤差は 0.5% の幅にある。共鳴がランダムに位置すると仮定すると、このような確率は 0.6% と計算され、偶然にこのように位置したとは考えられない。現実の共鳴は、入射波の時間周期と複合核の周期が整数比をとり、古典物理の共鳴と同等な事を意味する。回帰周期模型で想定したことが $^{16}\text{O}+n$ 共鳴では証明されたと考えられる。

4. おわりに

量子論では位相と粒子数 (モード数) は共役変数とされるが、ここでは位相誤差 1 rad とした。 M, T の値と他の方法によるものとの一致は、この回帰模型と 1 rad の妥当性を示している。 M の誤差として $\Delta M \sim 1$ とすべきか、良く分らない。

半世紀以上前、N. Bohr は中性子複合核模型を出した。== 低速中性子が核に入ると、結合エネルギーは多くの自由度に分配される。再び 1 個の中性子にエネルギーが集中し

核外に出ることを試みるが、ポテンシャルの壁に反射され、何度も繰り返した後に成功する。従って長い時間がかかり、寿命が長い。入射時の記憶は失われ統計的になる＝＝と言うものである。

回帰模型は Bohr モデルの改良である。即ち＝＝入射中性子波は核内に吸い込まれる成分と核外を素通りする成分に別れる。核内では多くの自由度に対応するノーマルモード集団による極おそい振動を励起し、時間周期が核外波と一致したノーマルモード集団のみが選択励起される。核内波と核外波は短いパルス状で干渉し、回帰時間ごとに繰り返す。パルス幅は $\sim 1 \times 10^{-21} \text{s}$ で、巨大共鳴（幅 $\sim 6 \text{MeV}$ ）に対応する。核外通過成分との干渉により位相記憶が寿命程度維持される。

複合核内を通過した成分が回帰周期ごとに核表面に現れ核外波と干渉する。等時間間隔に並ぶ散乱点、この瞬間を核と中性子が表面で接するという意味で癒着位相 (coalescent phase) とした。この回帰の瞬間が持つ性質が回帰模型の本質であり、持つべき特性は既に述べた。ここまでの議論は古典波動論のイメージで進めた。回帰の瞬間は物質波の micro phase を扱うことになるが、従来の量子論にどのような改良を加えればよいか、わからない。超低温気体の Bose-Einstein 凝縮の実験が進んできて、物質波の周波数の計測など可能になった。そこでの非線型 Schrodinger 方程式やソリトンなどの研究からヒントがあるかもしれない。

100 年以上前、原子・分子スペクトルの歴史を読むと、バルマー系列、リッツの結合原理など少しずつ解明されていたが、帯スペクトル領域は全くお手上げだった。現在は原子・分子は手に取る様に解明されて、試料の分光スペクトルから分子の種類が直ちに判る時代になった。100 年前、量子力学はなくても溶鉱炉は動いた。量子論の発祥は近代産業の副産物ともいえるが、ご覧の通り量子論は現代文明の基礎になっている。

翻って原子核物理は 100 年遅れで似た相にある様だ。核力や多体系の本質がまだ良く判って居ないが（実体論の段階）、応用である原子炉は動いている。現状では核データの研究は原子炉工学などの実用面に重点があるが、核子多体系としての原子核構造論（本質論）に向けた種々なアプローチがもっとあっても良いだろう。深く掘り下げた無駄とも見える研究がもっと必要だ。荒野と思われていた微細共鳴も豊かな緑野になりうるだろう。ここに記した私の研究も全く見当違いかも知れないが、やむを得ない。個々の中性子共鳴は複合核の膨大な情報を担っているはずであり、その意味が手にとるように読み取れる日が来る事を強く願っている。

中性子共鳴の非統計性の研究を続けている人は私の知る限り世界で 4 人、PNPI (Petersburg Nucl. Phys. Inst) の Sergey Sukhoruchkin と彼の奥さん Zoya Soroko、井出野一実さんと私。各人思い思いの方向に研究を進めている。Sukhoruchkin 夫妻とは ND2001 で会い、歓待した。エネルギーシユな愉快なロシア人で共鳴パラメータの編集[9]を続ける傍ら、世界中の会議を飛び回り非統計的研究の発表を続けている。井出野さんとは毎

年物理学会の同じセッションで発表を続けている。

私は原研本来の仕事をこなしながら、この趣味的研究を続けてきた。「櫟社の散木」不器用な欠点だらけの生き様を許容してくれた原研の環境に感謝したい。また核データセンターの存在は大きかった。感謝したい。これからも SOHO でパソコン相手にがんばるつもりである。

参考文献

- [1] 大久保: "原研リニアック 33 年の航跡—中性子実験を通して—", 核データニュース No. 48, p.25-35(1994)
- [2] S. Sukhoruchkin: *Proc. Conf. Nucl. Data for Reactors, Paris, 1966*, Vol 1, p.159, Vienna, 1967; S. Sukhoruchkin: *Proc. Int. Conf. on Statistical Properties of Nuclei* (Plenum, New York 1972) p.215
- [3] K. Ideno, M. Ohkubo: *J. Phys. Soc. Jap.* 30, 620 (1971); K. Ideno: *J. Phys. Soc. Jap.* 37, 581 (1974)
- [4] C. Coceva, F.C. Corvi, P. Giacobbe and M. Stefanon; *Proc. Int. Conf. on Statistical Properties of Nuclei* (Plenum, New York 1972) p.447
- [5] F.N. Belyaev, S.P. Borovlev: *Yad. Fiz.* 27, 289 (1978), transl. *Sov. J. Nucl. Phys.* 27(2), 157 (1978)
- [6] S. Sukhoruchkin: E3-2000-192, ISINN-8, Dubna 2000, ISINN-7, E3-98-212, Dubna 1999, ISINN-4, E3-96-336 Dubna 1996
- [7] M. Ohkubo: *Phys. Rev. C*, 53, 1325 (1996)
- [8] A.G. Sitenko: *Lecture in Scattering Theory* (Pergamon, New York 1971)
- [9] *Landolt-Börnstein New Series Vol 16/B*, "Neutron Resonance Parameters", Springer (1998)
- [10] M. Ohkubo: INDC(JPN)-185/U, JAERI-Conf 2000-005, p.325
- [11] M. Ohkubo: INDC(JPN)-188/U, JAERI-Conf 2001-006, p.300
- [12] M. Ohkubo; *J. Nucl. Sci. Technol. Supplement 2, Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Oct. 2001, Tsukuba, Japan*, p.508 (2002)
- [13] R.O. Sayer, L.C. Leal, L.M. Larson, R.R. Spencer and R.Q. Wright: *J. Nucl. Sci. Technol. Supplement 2, Proc. Int. Conf. ND2001*, p.88 (2002)
- [14] M. Ohkubo: INDC(JPN)-191/U, JAERI-Conf 2003-0006, p.259
- [15] M. Ohkubo: INDC(JPN)-192/U, JAERI-Conf 2004 to be published.