

粒子生成の量子トンネル効果への反作用

— 量子ポテンシャルの方法 —

森川雅博¹ 柴田文明²

お茶の水大学 理学部 物理
〒112 東京都文京区大塚

白水哲也³

東京大学 理学部 物理 & 初期宇宙研究センター (RESCEU)
〒113 東京都文京区本郷

山口康英⁴

東京大学 理学部 物理
〒113 東京都文京区本郷

Abstract

量子ポテンシャルの方法を用いて、粒子生成の量子トンネル効果への反作用を議論する。この方法は、量子力学を古典力学のHamilton-Jacobi方程式に厳密に対応させる。粒子生成の効果によって、トンネル確率が減少することを示す。

¹hiro@phys.ocha.ac.jp

²shibata@phys.ocha.ac.jp

³siromizu@utaphp1.phys.s.u-tokyo.ac.jp

⁴gucci@utaphp1.phys.s.u-tokyo.ac.jp

1 導入

巨視的量子トンネル(MQT)効果は、物理の様々な分野の基礎となる。たとえば、初期宇宙の相転移[1][2]や、 ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$ 混合溶液中の中の巨視的核生成[3]、原子核での相転移や非平衡統計力学などである。MQT過程は必然的に多自由度の問題であり、散逸を伴う。この散逸的MQT過程は今までインスタントンを用いた虚時間の方法によって解析されてきた[4]。

しかしながらこの虚時間の方法は、これから我々が探求しようとする粒子生成の反作用を議論するには不向きである。着目する系がトンネルするとき、それは必然的にそれに結合する環境系の多くの自由度を励起する。着目する系のエネルギーはこの過程で散逸し、トンネル確率は減少すると考えられる。もし、虚時間の方法をこの過程に使用しようとすると、規格化できない波動関数の非ユニタリーな時間発展が現れる[1]。さらにこの虚時間の方法では、トンネル過程で定性的に違った効果である揺動と散逸を分離して議論することができなくなる。

このように、ユニタリー性を保存する何か他の方法が必要になってくる。我々は量子ポテンシャルの方法[5]を用いて、このような方法を探索しようと思う。この量子ポテンシャルの方法においては、量子力学は、量子補正をした古典力学に1対1に対応する。この量子力学と古典力学の完全な対応が議論の出発点になる。一般に小さな確率を伴った量子トンネル過程は、この量子ポテンシャルの方法によって、量子補正されたポテンシャルの中を実の時間でゆっくり転がる古典的な粒子の運動として実現される。従って、粒子生成の力学はユニタリーな時間発展として記述されるのである。

2 量子ポテンシャルの方法

さて、これからBohm[5]によって初めて提唱された量子ポテンシャルの方法について説明しよう。彼は、量子力学の新しい解釈を構築するために量子ポテンシャルの方法を導入しそれを量子力学の観測問題に応用した。この論文ではこの方法の概念的な側面は割愛して直接、量子トンネル過程の摂動計算へ応用しよう。

次のシュレジンガー方程式で記述される1次元量子力学系を考えよう。

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = \left[-\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V(x) \right] \Psi. \quad (1)$$

波動関数を極分解 $\Psi = R \exp(iW/\hbar)$ すると、 R と W は x と t の実関数であり、

$$\frac{W'^2}{2m} + V + V_Q = -\dot{W} \quad (2)$$

及び

$$2W\dot{R} + W''R + 2W'R' = 0, \quad (3)$$

をみたす。 V_Q は次で定義される“量子ポテンシャル”である。

$$V_Q = -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{R''}{R}. \quad (4)$$

上付きの点とプライムはそれぞれ時間・空間微分である。この後の式(3)は単に確率流 $J(t, x)$ の保存 $\text{div} J(t, x) = 0$ を意味する：

$$J(t, x) = (R(t, x)^2, W(t, x)' R(t, x)^2 / M). \quad (5)$$

前の式(2)は、 $W(t, x)$ を作用と見なし、全ポテンシャル V_{tot} が $V_{tot} = V + V_Q$ で表されるとするならば、古典力学におけるHamilton-Jacobi 方程式であり、これから重要な役割をするようになる。このように、任意の量子力学系に対して対応する古典力学系があつてこの対応は厳密で、WKBのような近似ではない。この対応する古典力学系(有効古典力学系と呼ぼう)は一般に、量子化されてシュレジンガー方程式(1)を導く元となっている古典力学系(元古典力学系と呼ぼう)とは異なっている。このように、全部の量子的特性は只量子ポテンシャル V_Q に凝縮された。この対応は、多自由度系や相対論的にも拡張されるものである。

この量子ポテンシャルの方法は特に定常状態において便利である。このとき、変数 R は時間に依存しなくなり、 $\dot{W} = -E$ となる。従つて、 V_Q は時間依存のないポテンシャルになる。さらに、 $E - V_{tot} = W'^2/(2M) > 0$ となるので、この有効古典力学系においては配位空間で古典的に禁止される領域が無くなる。この事実は、元古典力学では対応する運動が禁止される、量子トンネル効果への応用において興味深い。一方量子効果は、有効古典力学での粒子がトンネル領域を通過できるようにポテンシャルを変形する。つまり、有効古典力学系ではトンネル過程は変形されたポテンシャル上を粒子がゆっくりと実の時間で通過すると記述される。ここで、射影は厳密であるけれども、射影された有効古典力学の運動は直接そのまま、実際の時間発展を表しているとは言えないことに注意しよう。たとえば実際、量子力学の定常状態は一般に時間発展する有効古典力学系に射影される。

3 量子トンネル過程

さて、量子ポテンシャルの方法を量子トンネル過程に応用しよう。量子ポテンシャルの方法の利点を生かすために、定常状態の問題を考えよう。矩形ポテンシャルを持つ1次元の問題から始めよう。

$$V = \begin{cases} 0 & \text{for } x < 0 & (\text{領域 I}) \\ V_0 & \text{for } 0 < x < a & (\text{領域 II}) \\ 0 & \text{for } a < x & (\text{領域 III}) \end{cases}, \quad (6)$$

ここで、 V_0 は正の定数である。我々は粒子が領域Iから領域IIIに透過する過程を考える。教科書にある簡単な計算で波動関数は計算される。これから、各領域で量子ポテンシャルが計算され、これらは図1aと1bに示されている。

Figs. 1a, 1b

特に、領域IIにおけるポテンシャルは

$$V_{tot} = E - \frac{\hbar^2 \beta^2}{2M} \frac{4k^2 \beta^2}{[(k^2 + \beta^2) \cosh(2\beta(a-x)) + (\beta^2 - k^2)]^2}. \quad (7)$$

となる。ここで、 $k = \sqrt{2ME}/\hbar$, $\beta = \sqrt{2M(V_0 - E)}/\hbar$ である。 $\beta a \gg 1$ のときの指数関数的に小さなトンネル確率は、領域IIにおいて粒子の運動エネルギー $E - V_{tot}$ が指数関数的に小さいことに反映されている。実際、古典的な“転がり時間”をこの領域IIにおいて計算することができる。

$$\begin{aligned} t_{\text{roll}} &= \int dt = \int_0^a \frac{dx}{v} \\ &= \frac{M}{4\hbar k \beta^2} \left[\frac{k^2 + \beta^2}{\beta} \sinh(2\beta a) + 2a(\beta^2 - k^2) \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

ポテンシャルバリアーが高いとき ($\beta a \gg 1$)、これは、トンネル確率 P に逆比例する:

$$P \cdot t_{\text{roll}} \approx \frac{\hbar \sqrt{E}}{4V_0 \sqrt{V_0 - E}}. \quad (9)$$

このように、“転がり時間”は、量子トンネル過程のもう一つの指標になりうるのである。実際、“転がり時間”は“traversal time” [6] としてよく知られている。ここでこれ以上トンネル時間の議論をしている余裕はない、先に進もう。

1次元の一般の形のポテンシャルに対して、転回点近傍に気をつけてWKB法を使おう。転回点 x_0 での接続公式は、 $V(x)$ が右に向かって増大するとき ($V'(x_0) > 0$):

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{|p|}} \left[\exp\left(\int_{x_0}^x |p| dx\right) \pm \frac{i}{2} \exp\left(-\int_{x_0}^x |p| dx\right) \right] & \quad E < V \text{ の側で} \\ \iff \frac{1}{\sqrt{p}} \exp \pm i \left(\int_x^{x_0} p dx + \frac{\pi}{4} \right) & \quad E > V \text{ の側で,} \end{aligned} \quad (10)$$

である。ここで、 $p = \sqrt{2M(E - V(x))}/\hbar$ である。 $\int_{x_0}^x \leftrightarrow \int_x^{x_0}$ と変更すれば、同様の接続公式が $V'(x_0) < 0$ の時にも成り立つ。ここで、指数関数的に小さいからといって、虚部分を単純に捨てることはできないことに注意しよう。この小さな虚部分はゆっくりと転がり落ちる粒子の運動エネルギーを決定するのである。全ポテンシャルを計算した結果は図2にある。転回点近傍ではポテンシャルを線形化して Airy 関数を用いて計算した。

Fig. 2

4 粒子生成の一般的効果

粒子生成の反作用の計算の詳細にはいる前に、まず反作用の一般的性質を押さえておこう。全系のハミルトニアンは

$$\begin{aligned} H &= H_s(x) + H_e(x, \{y_n\}), \\ H_s(x) &= \frac{p_x^2}{2M} + V(x), \quad H_e(x, \{y_n\}) = \sum_n \left[\frac{p_n^2}{2m_n} + \frac{m_n}{2} \omega_{n0}^2 y_n^2 + c x y_n^2 \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

である。トンネルする粒子の座標 x は調和振動子からなる環境系の座標 $\{y_n\}$ と環境系の質量項を通じて結合している。我々は全波動関数 Φ の極分解をして、次のように積の形でかけることを仮定する。

$$\begin{aligned} \Phi(x, \{y_n\}) &= \phi_s(x) \phi_e(x, \{y_n\}), \\ \phi_s(x) &= R_s(x) e^{iW_s(x)/\hbar}, \\ \phi_e(x, \{y_n\}) &= \prod_n R_n(x, y_n) \exp\left(\sum_n iW_n(x, y_n)/\hbar\right). \end{aligned} \quad (12)$$

この $\Phi(x, \{y_n\})$ の分解を全シュレジンガー方程式 $H\Phi = E\Phi$ に入れて

$$\begin{aligned} & \frac{(W_s'(x) + \sum_n W_n')^2}{2M} + V(x) - \frac{\hbar^2}{2M} \frac{(R_s \prod_n R_n)''}{R_s \prod_n R_n} \\ & + \sum_n \left[\frac{(\partial_{y_n} W_n)^2}{2m_n} + \frac{1}{2} m_n \omega_{n0}^2 y_n^2 + c x y_n^2 - \frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{\partial_{y_n}^2 R_n}{R_n} \right] = E. \end{aligned} \quad (13)$$

を得る。ここで、プライムは x の微分である。

環境系の粒子生成による着目系の量子トンネル過程への反作用をみるために、我々は量子ポテンシャルの方法を、環境系との結合がないときからの摂動論を展開する手段として利用する。つまり、結合がないとき($c=0$)のトンネル自由度の運動はすでに解けているとする： $\phi_s^0 = R_s^0 \exp(iW_s^0/\hbar)$ 。すると、式(2)から導かれる対応する古典運動 $\bar{x}(t)$ が得られる。これが巨視的で準古典的なら、次のようにこの古典運動を用いて環境系に対して“時間”を定義することができる。

$$\partial/\partial t = (W_s^{0'}(\bar{x})/M)\partial/\partial \bar{x}. \quad (14)$$

この設定は我々の摂動計算の出発点である。さて、環境系との結合を入れる($c \neq 0$)。全シュレジンガー方程式において、上の $R_s^0 \exp(iW_s^0/\hbar)$ を ϕ_s に用いて、 x 微分をすぐ上で導入された時間微分書き直すと、環境系の波動関数 ϕ_e は、 $O(\hbar)$ のオーダーで、次の時間依存のシュレジンガー方程式を満たす。

$$i\hbar \frac{\partial \phi_e}{\partial t} = H_e(\bar{x}(t), \{y_n\})\phi_e \quad (15)$$

ここにはトンネル自由度の運動 $\bar{x}(t)$ を通して自明でない時間依存性が現れている。

さて、環境系の波動関数 ϕ_e が式(15)を解くことによって得られたとしよう。我々が最終的に計算したい量は、励起した環境系 ϕ_e によって着目系が ϕ_s^0 から少しだけ変わった反作用の入った波動関数 ϕ_s である。これは、式(14-15)を用いて、

$$\begin{aligned} & \frac{W_s'(x)^2}{2M} + V(x) - \frac{\hbar^2}{2M} \frac{R_s''}{R_s} - E + \frac{1}{M}(W_s' - W_s^{0'}) \sum_n W_n' + \\ & + \frac{(\sum_n W_n')^2}{2M} - \frac{\hbar^2}{2M} \left(2 \frac{R_s'}{R_s} \sum_n \frac{R_n'}{R_n} + \sum_n \frac{R_n''}{R_n} + \sum_{m \neq n} \frac{R_m'}{R_m} \frac{R_n'}{R_n} \right) = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

と得られる。次に、環境系の励起はガウス型でよく近似できるとしよう。これは、初期にガウス型であり、時間発展が準線形であれば完全に保証される。一般のガウス型波動関数は、

$$\phi_e(t, \{y_n\}) = \prod_n \pi^{-1/4} \alpha_n(t)^{1/2} \exp\left[\frac{1}{\hbar}(-\alpha_n(t)^2 + i\beta_n(t))\frac{y_n^2}{2}\right]. \quad (17)$$

と表わされる。ここで、実変数 $\alpha_n(t)$ と $\beta_n(t)$ は次の運動方程式を満たす。

$$\dot{\alpha}_n = -\frac{\alpha_n \beta_n}{m_n}, \quad \dot{\beta}_n = \frac{\alpha_n^4}{m_n} - \frac{\beta_n^2}{m_n} - m_n \omega_n(t)^2. \quad (18)$$

モード n に対する時間に依存した周波数 $\omega_n(t) = \sqrt{\omega_{n0}^2 + 2c\bar{x}(t)/m_n}$ はトンネル自由度の運動 $\bar{x}$ から得られる。

我々が最終的に興味を持っているのは、反作用の入ったトンネル自由度の運動 $x(t)$ であるので、それを求めるために環境系の自由度をまず積分しよう。この積分は簡単に環境系の量子平均を取ることによって得られる。

$$\langle F[\{y_n\}] \rangle = \frac{\int \prod_n dy_n |\phi_e|^2 F[\{y_n\}]}{\int \prod_n dy_n |\phi_e|^2}. \quad (19)$$

この平均の後、ハミルトン・ヤコビ方程式は最終的に次のようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{W_s'(x)^2}{2M} + V(x) - \frac{\hbar^2}{2M} \frac{R_s''}{R_s} - E + \frac{\hbar}{M}(W_s' - W_s^{0'}) \sum_n \frac{\beta_n'}{4\alpha_n^2} + \\ & + \frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{3}{16} \sum_n \frac{\beta_n'^2}{\alpha_n^4} + \frac{1}{16} \sum_{m \neq n} \frac{\beta_n' \beta_m'}{\alpha_n^2 \alpha_m^2} \right) + \frac{\hbar^2}{4M} \sum_n \frac{\alpha_n'^2}{\alpha_n^2} = 0, \end{aligned} \quad (20)$$

ここで式(14)からわかるように、変数 α_n や β_n は時間変数を介して x の関数である。上の式を見て、粒子生成の反作用には2つの種類がある事がわかる。第1種は、式(20)の2行目左辺で、これは古典的なポテンシャルを増加させるように働く。従って、これらはトンネル確率を系統的に引き下げる効果を持つ。第2種は、式(20)の1行目で、符号は不定である。この項は、運動量 W'_s に線形である点、摩擦効果を連想させる。

5 粒子生成の反作用

さて、反作用の計算の詳細を説明しよう。まず、矩形ポテンシャルのモデルについて考えよう。式(7)によってトンネル自由度の運動の解析的な形はわかっているが、これをそのまま使うと不要に煩雑になるし環境系の基準モードを計算するのに一般的でもない。だから、我々は古典解 $\bar{x}(t)$ を $\bar{x}(t) = a(1 + \tanh(\rho t))$ 但し $\rho = \hbar k/(aM)$ の形で近似しよう。これは、粒子生成が最も強く起こると考えられる右の端の転回点近傍での古典解を忠実に再現する⁵。時間発展する背景場の中で式(18)を解きたい。 α_n, β_n から $\ln(\xi_n(t)) = (\beta_n + i\alpha_n^2)/m_n\hbar$ によって ξ_n に変数変換することによって、式(18)は $\ddot{\xi}_n(t) + \omega_n(t)^2 \xi_n(t) = 0$ の形に落ち着く。この解は超幾何関数によって直ちに書ける。特に、 $t \rightarrow -\infty$ の時、漸近的に真空に近づく解は

$$\xi_n(t) = (2\omega_{n0})^{-1/2} \exp(i\omega_{n+}t + i\omega_{n-} \ln(2 \cosh(\rho t)))/\rho \times {}_2F_1\left[1 - \frac{i\omega_{n-}}{\rho}, -\frac{i\omega_{n-}}{\rho}; 1 + \frac{i\omega_{n0}}{\rho}; \frac{1}{2}(1 + \tanh(\rho t))\right], \quad (21)$$

で与えられる。ここで、 $\omega_{n\pm} = (\sqrt{\omega_{n0}^2 + (4ca)/m_n} \pm \omega_{n0})/2$ である。すると、式(20)の中の典型的な反作用の項はすべてこの解 $\xi_n(t)$ から計算できる：

$$Q_{n1} \equiv \frac{\beta'_n}{\alpha_n^2} = \frac{\Re(\ln \xi_n)}{\dot{\xi} \Im(\ln \xi_n)}, \quad Q_{n2} \equiv \frac{\alpha_n'^2}{\alpha_n^2} = \left(\frac{\Im(\ln \xi_n)}{2\dot{\xi} \Im(\ln \xi_n)} \right)^2 \quad (22)$$

全体の反作用は個々のモードの重ねあわせなので、以降1つのモードの反作用に着目しよう。1つのモード n の寄与による反作用の計算結果は図3にある。

Fig. 3

解析的には、 $\rho = \omega_{n0}$ の特別な場合だけが $\epsilon = 2ca/(m\rho^2)$ をパラメータとする摂動で簡単に計算できる。

$$Q_1|_{x=a} = -0.272 \frac{\epsilon}{a} + O(\epsilon^2), \quad Q_2|_{x=a} = 0.145 \frac{\epsilon^2}{2a^2} + O(\epsilon^3). \quad (23)$$

さていよいよ粒子生成の反作用によるトンネル確率の補正を1つのモードに対して計算しよう。全体の反作用は個々のモードの寄与の和である。有効ハミルトニアンは式(20)から、量子ポテンシャルの項を除いて、

$$H_{eff} = \frac{p^2}{2M} + V(x) + \frac{\hbar Q_1}{4M}(p - p_0) + \frac{3\hbar^2 Q_1^2}{32M} + \frac{\hbar^2 Q_2}{4M}, \quad (24)$$

となる。ここで $p_0 = W'_{0s}$ である。すると、対応するハミルトン方程式は次の簡単な形に書ける。

$$M\ddot{x} + V'_{eff} = 0, \quad \text{ここで} \\ V_{eff} = V(x) + \frac{2\hbar^2 Q_1^2}{32M} + \frac{\hbar^2 Q_2}{4M} - \int_0^x \frac{\hbar Q'_1(x)}{4M} p_0(x) dx. \quad (25)$$

⁵解析的な計算ではこの種の近似がどうしても必要になる。

式(20)の直後で述べた2種類の反作用は、元のポテンシャル $V(x)$ からのずれとして、有効ポテンシャル V_{eff} の中に表現できる⁶。今の、真空状態からの粒子生成では、数値計算の結果 $Q_1 < 0$ 及び $Q'_1 < 0$ を得る。

従って、 $V_{eff} > V(x)$ 、つまり系統的なトンネル確率の減少が結論される。このことは、両クラスの反作用が古典的粒子の運動量を減らし式(8)で定義されたトンネル時間を増大させることと整合する。

式(25)に対するこれ以上の詳細な数値計算は、我々の以降の論文で明らかにしていこうと思う。今までの議論で本質的だったのは式(25)のポテンシャルのずれから系統的なトンネル確率の減少が導かれたことである。ポテンシャルのずれ $\Delta V = V_{eff} - V$ は大まかに見積もって、以下のようなトンネル確率のずれをもたらす。

$$P = P_{\text{creation}}^{(\text{no particle})} \times \left[1 + \left(\frac{1}{\beta^2} - \frac{2}{\beta^2 + k^2} \right) \frac{2M\Delta V}{\hbar^2} \right] \exp\left(-\frac{2Ma\Delta V}{\beta\hbar^2}\right). \quad (26)$$

同様に、転回点で補正されたWKB近似を用いた一般のポテンシャルのモデルの場合でも同様にトンネル確率のずれを評価できる。たとえば図2参照。この場合には、古典運動を双曲線で近似したときのパラメータ ρ は $\rho = (3^{5/6}\Gamma(2/3)/2\Gamma(1/3))(\hbar\beta^{1/3}/Ma)$ で与えられる。

ここで、 $\beta = -V'(a)$ であり、 $x = a$ は右の転回点である。

6 結論

これまでの話をまとめよう。我々は、まず量子ポテンシャルの方法を導入した。つまり、量子力学が、ある古典力学系（有効古典力学系）に厳密に射影された。この有効力学系は一般に元の量子化される前の古典力学系とは違っている。この方法を量子トンネルの問題に应用すると、有効古典力学系の粒子は配位空間のトンネル領域をゆっくりと転がる運動が可能である。この実時間の運動は、虚時間でのインスタントンに対応するものである。有効古典力学系の粒子がトンネル領域を運動するとき、結合している環境系の粒子を真空から生成する。このエネルギー散逸の反作用として有効ポテンシャルが増大し従ってトンネル確率が減少したのだった。

これからの発展課題についてまとめよう。

(1) この方法は量子宇宙論に直ちに应用される。特に、Wheeler-DeWitt 方程式のトンネル解に伴う粒子生成の反作用が明らかにされるだろう。(2) この論文では、トンネル過程の最も簡単な定常問題しか扱われなかった。時間に依存したトンネル過程の問題では、多分量量子ポテンシャルの方法の骨格は変更されないが、環境系の運動方程式が複雑になるだろう。特に、式(14)で導入した便宜的な時間の方法は大幅に変更されるだろう。(3) 環境系の中での同様なトンネル確率の減少は、すでに議論されている[4]。その中では、環境系の熱平衡状態と虚時間に関して周期的な積分核が基本的な役割を果たしている。一方我々の方法では、環境系の初期の真空状態は後に非平衡な状態に遷移していく。

これらの詳細な比較のためには、我々の方法を完全に場の理論に書き直す必要がある。(4) 我々の現在の計算は量子力学のレベルである。粒子生成の完全な記述のためには、場の理論への拡張が必要である。この拡張の後、この論文の最初で述べた様々な実験結果などと我々の理論を比較検討したい。(5) トンネル自由度の反作用の入った運動を求めるために、我々は自然な量子平均操作式(19)を環境系に用いたが、この粗視化の方法の唯一性を考察しなければならない。(6) 環

⁶これは、環境系の影響を代表する有効ポテンシャルであって、量子性を表現する量子ポテンシャルではないことに気をつけよう。

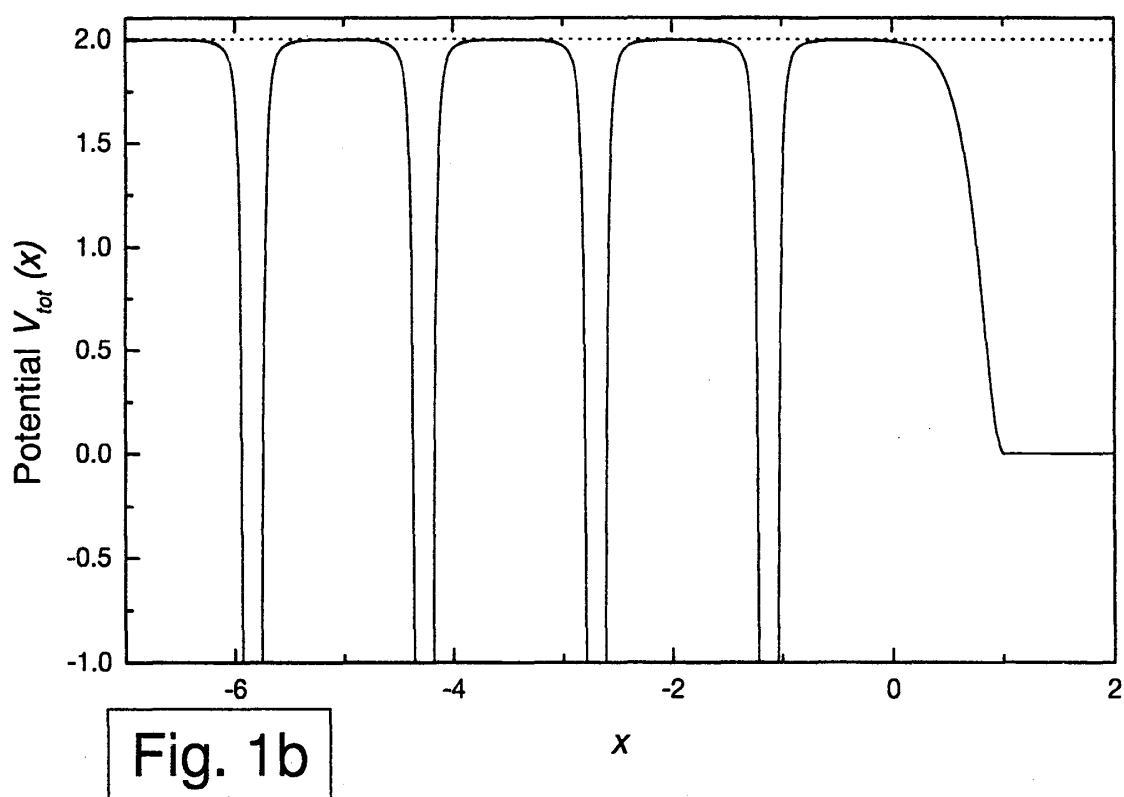
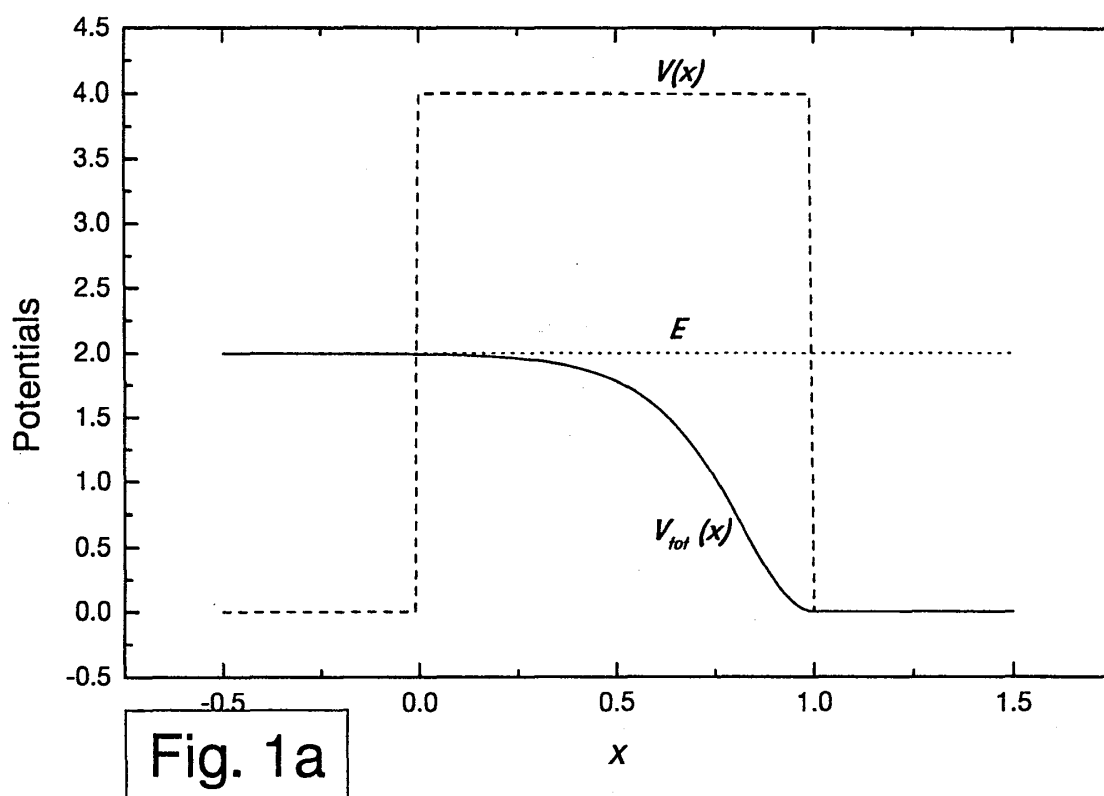
境系の真空からの粒子生成を計算したが、励起状態からの粒子生成の考察も興味深い。この場合には、粒子の誘導生成によってさらにトンネル確率が減少すると考えられる。(7) 我々は有効古典力学系の古典解 $\tilde{x}(t)$ を出発点に有効ポテンシャルの補正を計算した。この1度補正された有効ポテンシャルを用いて新しい古典解を見つけて、同様の操作を繰り返すことができる。このように古典解のシリーズを構成して、これがもし収束すれば、漸近的にすべての反作用を含んだ本当の解に到達できるかもしれない。

参考文献

- [1] V. A. Rubakov, Nucl.Phys. **B245**, 481(1984).
- [2] T. Vachaspati and A. Vilenkin, Phys. Rev. **D43**, 3846(1991).
T. Tanaka, M. Sasaki and K. Yamamoto, Phys. Rev. **D49**, 1039(1994).
- [3] T. Satoh et al., Phys. Rev. Lett. **69** 335 (1992).
- [4] A. O. Caldeira and A. J. Leggett, Annals of Physics **149** 374 (1983).
- [5] D. Bohm, Phys. Rev. **85**, 166(1952).
D. Bohm, B. J. Hiley and P. N. Kaloyerou, Phys. Rep. **144**, 321(1987).
- [6] R. Landauer, Rev. Mod. Phys. **66**, 217(1994).

Figure captions

- 図 1a: 矩形ポテンシャル V (ダッシュの線) と対応する、トンネル領域での量子ポテンシャルを含む全ポテンシャル V_{tot} (実線)。我々は、 $\hbar = 1, M = 1$ という単位でエネルギー $E = 2$ (点線)、 $a = 1, V_0 = 4$ ととった。
- 図 1b: 図 1a の大局図。
- 図 2: 2次関数のポテンシャル $V(x) = 1 - 8x(x-1)$ (ダッシュの線) と対応する全ポテンシャル V_{tot} (実線)。これはWKB近似を使い、転回点ではAiry関数で補正した。我々は、 $E = 1$ (点線) ととった。
- 図 3: 粒子生成のトンネル確率への反作用はすべて有効ポテンシャル $V_{eff}(x)$ (実線) で表現される。これは矩形ポテンシャルのモデルでの計算である。我々は、 $E = 2, a = 1, V_0 = 4, m = 1, \omega_0 = 1, c = 0.15$ ととった。



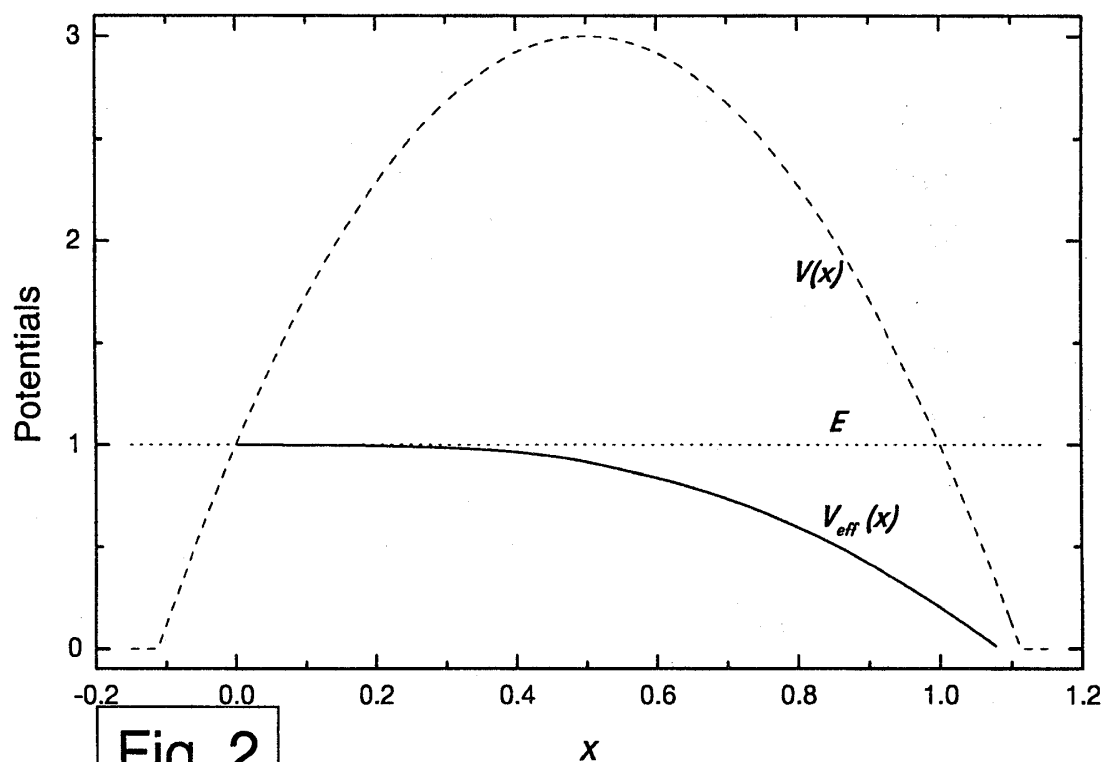


Fig. 2

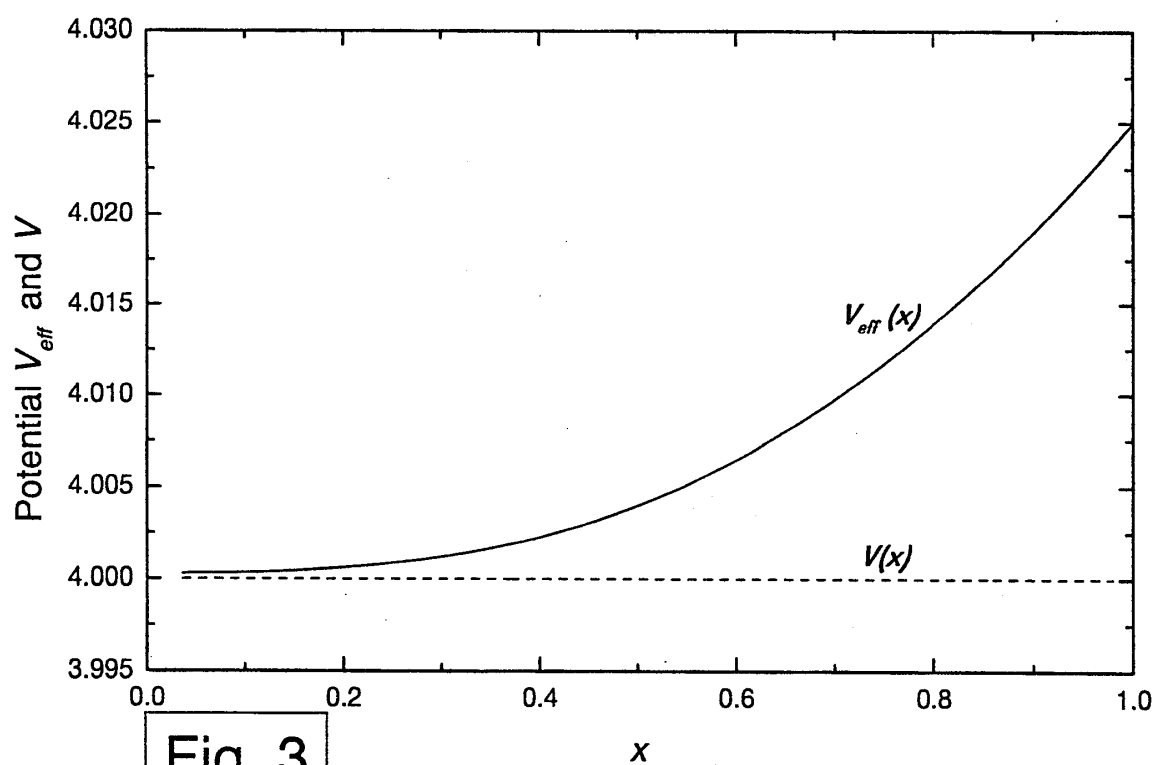


Fig. 3