XXIII REUNIÓN BIENAL
DE LA REAL SOCIEDAD ESPAÑOLA
DE FÍSICA

LIBRO DE RESÚMENES

TOMO II

VALLADOLID

23-27 SEPTIEMBRE 1991

15. OR-10 MANIPULACIONES SOBRE UNA PARTICULA CARGADA EN UNA TRAMPA DE PENNING.

David J. Fernández C.*

Departamento de Física Teórica, Universidad de Valladolid,
47011 Valladolid, España.
* En ausencia del Departamento de Física, CINVESTAV IPN,
México.

Resumen. Se estudian las técnicas de manipulación dinámica para una carga en una trampa de Penning. Usando una secuencia de choques eléctricos aplicados a los electrodos de la trampa, se pueden producir las transformaciones de Fourier, de paridad y de escala.

El objetivo fundamental de una teoría dinámica es, partiendo del estado del sistema a un tiempo dado, determinar el estado del sistema para todo t (problema de evolución directo). Este enfoque ha dado lugar a fenómenos interesantes como son la existencia del caos, de umbrales de estabilidad e inestabilidad, de atractores extraños, etc. [1,2]. La teoría de manipulación dinámica apunta en la dirección contraria: determinar si es posible que cierto tipo de transformaciones entre los estados sean resultado de procesos de evolución y especificar los campos externos que generan a tales operaciones. Para la partícula de Schrödinger hay resultados interesantes, por ejemplo, se ha determinado una prescripción para invertir la evolución libre y, así, detener la disolución del paquete de onda [3,4]. Una sugerencia para explorar las posibilidades de manipulación consiste en perturbar los "circuitos de evolución" de un sistema usando campos externos dependientes del tiempo [4]. Los circuitos de evolución son procesos dinámicos en los que el operador de evolución regresa periódicamente a la identidad, pero que cuando son perturbados pueden desviarse del circuito original. La acumulación de estas pequeñas desviaciones, en principio, genera cualquier operador unitario. Nuestro interés consiste en aplicar una variante de esta técnica al caso de una carga sin espín dentro de una trampa de Penning. El Hamiltoniano describiendo a la partícula es de la forma [5,6]:

$$H_0 = \frac{1}{2m}\left(\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A}(\mathbf{r})\right)^2 + eV(\mathbf{r}), \tag{1}$$

con $\mathbf{A}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}\mathbf{B}\times\mathbf{r}$, $\mathbf{B} = B\mathbf{k}$ y $V(\mathbf{r}) = V_0(x^2+y^2-2z^2)$. Tal Hamiltoniano se descompone en tres términos que conmutan entre sí, cada uno con una frecuencia característica, $\omega^2 = -4eV_0/m > 0$, $\omega_c = eB/(mc) > 0$ y $\omega_\rho^2 = (\omega_c^2 - 2\omega^2)/4 > 0$. Ajustando los parámetros de la trampa así que ω, ω_c y ω_ρ sean conmensurables, se generan los circuitos de evolución de la trampa. Los más simples ocurren cuando el cociente ω_c/ω toma los valores $3/2$, $9/4$, $33/8$, con períodos $\tau = 2T$, $\tau = 4T$ y $\tau = 8T$ respectivamente, $T = 2\pi/\omega$. Perturbemos al circuito de evolución con período $\tau = 2T$ por medio de dos descargas eléctricas instantáneas aplicadas a los electrodos de la trampa y modelados por el siguiente potencial eléctrico:

$$V_1(\mathbf{r},t) = [V_1\delta(t-t_1) + V_2\delta(t-t_2)](x^2+y^2-2z^2), \qquad (2$$

en donde $0 \leq t_1 \leq t_2 \leq \tau = 2T$. Ajustando ahora los parámetros de la perturbación (2) se pueden obtener las operaciones unitarias $U(\tau)$ (con $U(t)$ el operador de evolución del sistema generado por el Hamiltoniano completo, $H(t) = H_0 + eV_1(\mathbf{r},t)$), que inducen las siguientes transformaciones sobre las variables canónicas $\mathbf{r}$, $\mathbf{p}$:

1. Transformación "Fourier–like" tridimensional:

$$\begin{array}{lll} x \rightarrow \lambda_2 p_x & y \rightarrow \lambda_2 p_y & z \rightarrow \lambda_1 p_z \\ p_x \rightarrow -\frac{1}{\lambda_2}x & p_y \rightarrow -\frac{1}{\lambda_2}y & p_z \rightarrow -\frac{1}{\lambda_1}z \end{array}$$

2. Transformación de escala en el plano $x-y$ y "Fourier–like" en la dirección z:

$$\begin{array}{lll} x \rightarrow \lambda_2 x & y \rightarrow \lambda_2 y & z \rightarrow \lambda_1\, p_z \\ p_x \rightarrow \frac{1}{\lambda_2}p_x & p_y \rightarrow \frac{1}{\lambda_2}p_y & p_z \rightarrow -\frac{1}{\lambda_1}z \end{array}$$

3. Transformación de escala tridimensional:

$$\begin{array}{lll} x \rightarrow \lambda_2 x & y \rightarrow \lambda_2 y & z \rightarrow \lambda_1 z \\ p_x \rightarrow \frac{1}{\lambda_2}p_x & p_y \rightarrow \frac{1}{\lambda_2}p_y & p_z \rightarrow \frac{1}{\lambda_1}p_z \end{array}$$

Cada una de estas transformaciones pueden resultar interesantes para las técnicas experimentales actuales y, además, algunas de ellas tienen importancia para tratar de entender algunas cuestiones fundamentales relacionadas con la teoría de medida en mecánica cuántica [6]. Otras transformaciones atractivas, como lo es el desplazamiento rígido del paquete de onda, se pueden producir con técnicas similares a las aquí discutidas [7].

AGRADECIMIENTOS

El autor agradece al CONACYT, México por la concesión de una beca postdoctoral.

REFERENCIAS

[1]. Hao Bao–Lin, *Chaos*, World Scientific, Singapore (1984).
[2]. D.J. Fernández C. and B. Mielnik, Phys. Rev. A **41** (1990), 5788.
[3]. B. Mielnik, Rep. Math. Phys. **12** (1977), 331.
[4]. B. Mielnik, J. Math. Phys. **27** (1986), 2290.
[5]. L.S. Brown and G. Gabrielse, Rev. Mod. Phys. **58** (1986), 233.
[6]. D.J. Fernández C., "Transformations of a wave packet in a Penning trap", preprint CINVESTAV (1990).
[7]. D.J. Fernández C. and B. Mielnik, en preparación.