Identificando quarks de mar y valencia en un plasma holográfico

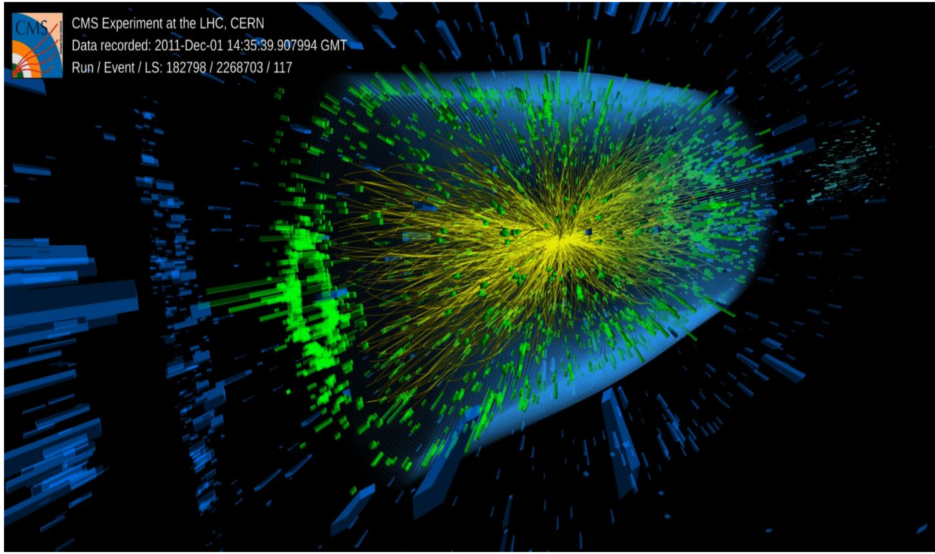
Daniel Kosoi La Mont
y Leonardo Patiño Jaidar
Facultad de Ciencias-UNAM
Seminario ICN-UNAM,IF-UNAM
26 de Febrero de 2025
arXiv:2409.07531

Motivación

- El diagrama de fase de cromodinámica cuántica es cada vez más complejo.

- La correspondencia holográfica es una alternativa al tratamiento perturbativo para estudiar regiones de fuerte acoplamiento.

- Queremos estudiar el fenómeno de catálisis magnética inversa, para lo cual una de las propuestas es el concepto de quarks de mar y valencia.



Colisión de iones pesados registrada por CMS en el LHC en 2011[1].

[1] A. Rao. CMS collaboration releases its first Open Data from heavy-ion collisions, 2021.URL:https://home.cern/news/news/knowledge-sharing/cms-collaboration-releases-its-first-open-data-heavy-ion-collisions

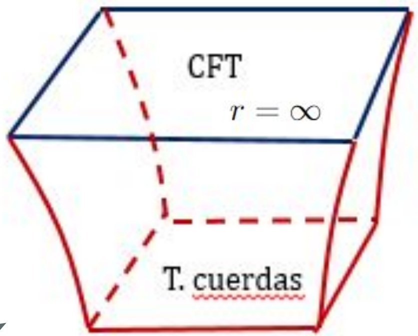
Correspondencia holográfica

$$Z_{CFT}[\phi] = Z_{string}[\Phi|_{AdS}]$$

Régimen de acoplamiento fuerte/débil

Régimen de acoplamiento débil/fuerte

Temperatura de Hawking de un agujero negro



Temperatura en CFT

Encaje de Dq branas sobre el fondo formado por Dp branas negras. q=p+4,p+2,p.

q=3, p=7

$$Z_{sugra} = \left\langle exp(-\int_{\partial AdS} \phi\hat{O}) \right\rangle_{CFT}$$

Sabores en CFT

Fondo y encaje

Métrica 5-d

$$ds^2{}_5 = -U(r)dt^2 + \frac{dr^2}{U(r)} + V(r)(dx^2+dy^2) + W(r)dz^2$$

Campo

$$F_{GT} = Bdx \wedge dy$$

$$ds^2_{10} = -U(r)dt^2 + \frac{1}{U(r)}dr^2 + V(r)\left(dx^2+dy^2\right) + W(r)dz^2 + \left[d\theta^2 + \sin^2\theta d\widetilde{\phi}_1^2 + \cos^2\theta\left(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\widetilde{\phi}_2^2 + \cos^2\vartheta d\widetilde{\phi}_3^2\right)\right]$$

$$d\widetilde{\phi}_i = d\phi_i + \frac{2}{\sqrt{3}} B\,x\,dy$$

Las D7-branas se extienden en las direcciones no compactas {t,r,x,y,z}. Se enrollan en un 3-ciclo dentro de la parte compacta del fondo tal que el encaje sea estable.

Hacemos una perturbación alrededor del encaje ecuatorial

El perfil de encaje queda caracterizado por dos funciones.

$$\delta\chi(t,r,x,y,z)$$

Asociado a las excitaciones escalares [2].

$$\delta\phi(t,r,x,y,z)$$

Se puede fijar cero. Asociado a las excitaciones pseudoescalares [2].

[2] Robert C. Myers et al. JHEP, 11:091, 2007.

Ecuación y perfil de encaje

Radial

$$\left(3+\frac{\omega^2}{U}-\frac{k_y^2}{V}-\frac{k_z^2}{W}\right)VW\chi_r+\frac{1}{2}UVW'\chi_r'$$
$$+W\left(VU'\chi_r'+UV'\chi_r'+UV\chi_r''\right)=2\mathcal{E}W\chi_r$$

$$\Big[3UVW'\chi_r'+6W\left(VU'\chi_r'+UV'\chi_r'+UV\chi_r''\right)$$
$$+6VW\left(3-\frac{\partial_t^2\chi_t}{U\chi_t}+\frac{\partial_y^2\chi_y}{V\chi_y}+\frac{\partial_z^2\chi_z}{W\chi_z}\right)\chi_r\Big]\chi_x$$
$$+W\chi_r\left(6\partial_x^2\chi_x-8B^2x^2\chi_x\right)=0$$

Direcciones de la teoría de norma

$$\frac{1}{2}\left[-\partial_x^2\chi_x+e^2B^2x^2\chi_x\right]=\mathcal{E}\chi_x$$

$$e=\frac{2}{\sqrt{3}}$$

$$\omega_c=e\,B$$

$$\mathcal{E}_n=\left(n+\frac{1}{2}\right)\omega_c$$

Niveles de Landau [3]. n=0

Frontera

$$U(r)=r^2+U_1r+\frac{U_1^2}{4}+\frac{1}{r^2}\left(U_{-2}-\frac{2}{3}b^2\log r\right)$$
$$+U_1\frac{1}{r^3}\left(-U_{-2}-\frac{1}{3}b^2+\frac{2}{3}b^2\log r\right)+\mathcal{O}\left(\frac{1}{r^4}\right)$$
$$V(r)=r^2+U_1r+\frac{U_1^2}{4}+\frac{1}{r^2}\left(V_{-2}+\frac{1}{3}b^2\log r\right)$$
$$+U_1\frac{1}{r^3}\left(-V_{-2}+\frac{1}{6}b^2-\frac{1}{3}b^2\log r\right)+\mathcal{O}\left(\frac{1}{r^4}\right)$$
$$W(r)=r^2+U_1r+\frac{U_1^2}{4}+\frac{1}{r^2}\left(-2V_{-2}-\frac{2}{3}b^2\log r\right)$$
$$+U_1\frac{1}{r^3}\left(2V_{-2}-\frac{1}{3}b^2+\frac{2}{3}b^2\log r\right)+\mathcal{O}\left(\frac{1}{r^4}\right)$$

Horizonte

$$U(r)=6r_h(r-r_h)+\sum_{i=2}^{\infty}U_i(r-r_h)^i$$
$$V(r)=\sum_{i=0}^{\infty}V_i(r-r_h)^i$$
$$W(r)=3\,{r_h}^2(r-r_h)^0+\sum_{i=1}^{\infty}W_i(r-r_h)^i$$

$$\chi_r^{(\omega,n)}(r)\simeq(r-r_h)^{-i\frac{\omega}{6r_h}}\chi_r^{(0)}\left[1+C^{(1)}_{(r,\omega,n)}(r-r_h)+C^{(2)}_{(r,\omega,n)}(r-r_h)^2+\mathcal{O}(r-r_h)^3\right]$$

Condiciones iniciales

$$\chi_r^{(\omega,n)}(r)\simeq$$
$${\chi_r}^{(-1)}\left[\frac{1}{r}-\frac{U_1}{2r^2}+\left(\omega^2-k_z^2-2(n+1/2)e\,b\right)\frac{\log r}{2r^3}\right.$$
$$-3U_1\left(\omega^2-k_z^2-2(n+1/2)e\,b\right)\frac{\log r}{4r^4}+$$
$$\left.U_1\left(\omega^2-k_z^2-2(n+1/2)e\,b+{U_1}^2\right)\frac{1}{4r^4}\right]$$
$$+{\chi_r}^{(-3)}\left[\frac{1}{r^3}-6U_1\frac{1}{4r^4}\right]+\mathcal{O}\left(\frac{1}{r^5}\right)$$

$$\chi_r^{(-1)}$$ Dual a la fuente

$$\chi_r^{(-3)}$$ Dual al condensado

[3] Uriel Elinos et al.. Phys. Rev. D, 105(12):126016, 2022.

Modos cuasinormales

Surgen como polos en propagadores

Parte real

Parte imaginaria

Relación de dispersión ω(q)

Razón de amortiguamiento

$$E = Re(\omega)$$

Momento cinético

$$k_K{}^2 = eb + k_z{}^2$$

$$\Gamma = Im(\omega)$$

Los modos cuasinormales de las excitaciones escalares corresponden a una fuente que se anula [5]

$$\mu(x) = -\frac{1}{2}\sqrt{\lambda}T\chi_r{}^{(-1)}\chi_x(x) = 0$$

Integramos la ecuación del encaje desde el horizonte para un arreglo de valores complejos de la frecuencia, a partir de esto leemos el coeficiente dominante y gráficamente encontramos el valor de la frecuencia para el que este se anula.

[5] Robert C. Myers et al. JHEP, 11:091, 2007.

Condensado complejo

El condensado es dual al coeficiente subdominante en la expansión asintótica [5].

Las excitaciones escalares son duales a [2]

$$Re[{\chi_r}^{(-3)}]$$

De ser real, se puede relacionar al módulo

Las excitaciones pseudoescalares son duales a [2]

$$Im[{\chi_r}^{(-3)}]$$

Corresponde exactamente a la fase.

Aunque en principio estudiamos los modos escalares apagando los pseudoescalares, la naturaleza compleja de las soluciones provoca la aparición de un coeficiente subdominante complejo.

[2] Robert C. Myers et al. JHEP, 11:091, 2007.

Quarks de mar y de valencia holográficos

Lattice QCD [3]

Condensado completo

$$\overline{\psi}\psi(b) = \frac{1}{\mathcal{Z}(b)}\int \mathcal{D}U e^{-S_g} det(\not{D}(b)+m)Tr(\not{D}(b)+m)^{-1}$$
$$\mathcal{Z}(b) = \int \mathcal{D}U e^{-S_g} det(\not{D}(b)+m)$$

Condensado de valencia

$$\overline{\psi}\psi^{val}(b) = \frac{1}{\mathcal{Z}(0)}\int \mathcal{D}U e^{-S_g} det(\not{D}(0)+m)Tr(\not{D}(b)+m)^{-1}$$

Condensado de mar

$$\overline{\psi}\psi^{sea}(b) = \frac{1}{\mathcal{Z}(b)}\int \mathcal{D}U e^{-S_g} det(\not{D}(b)+m)Tr(\not{D}(0)+m)^{-1}$$

Correspondencia norma/gravedad

- El campo magnético actúa sobre el fondo y las perturbaciones de la brana.
- Funciones métricas U, V, W.
- b≠0 en la ecuación de encaje.

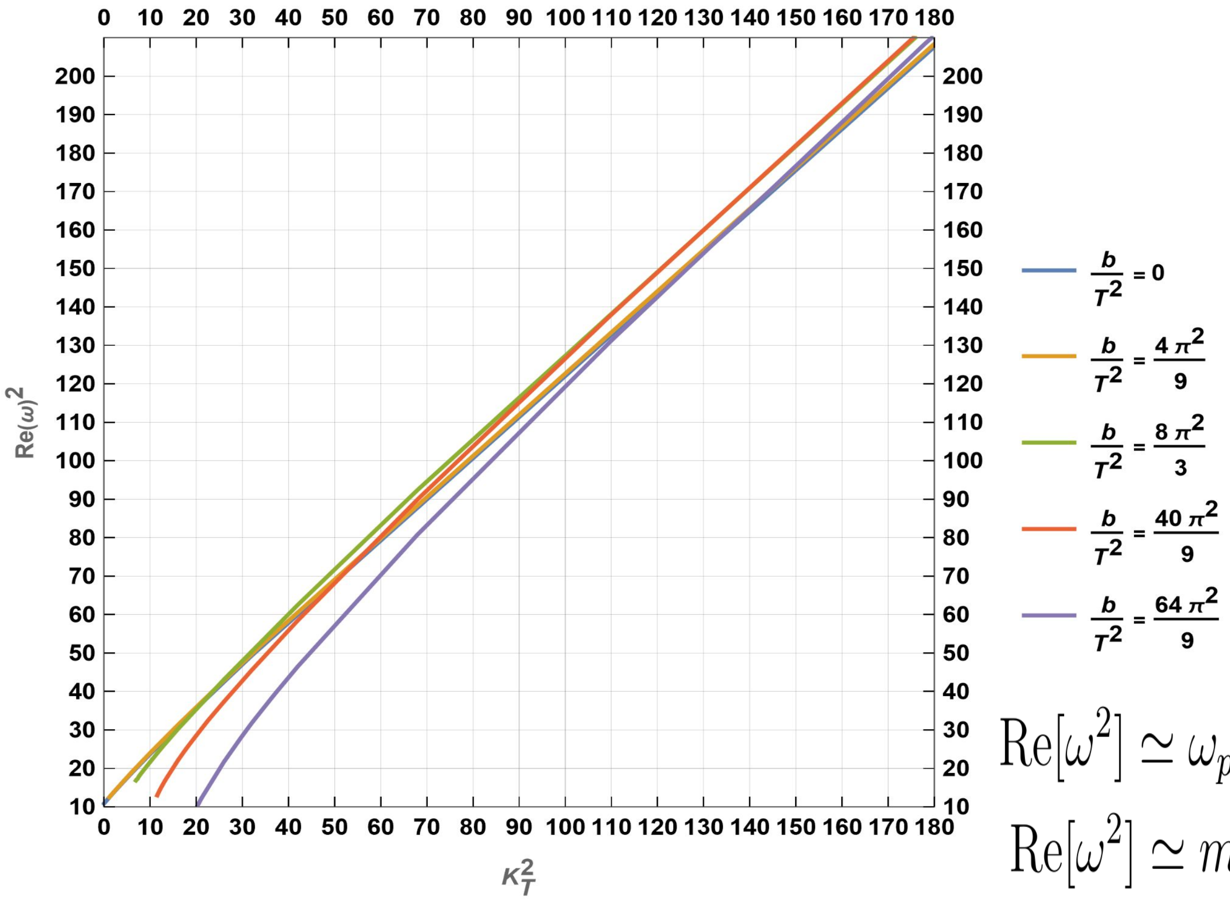
- El campo magnético actúa solo sobre las perturbaciones de la brana.
- Funciones métricas U_0 , V_0 , W_0 .
- b≠0 en la ecuación de encaje.

$$[3r^3(r^4-1)+r^5\omega^2]\chi_r + (1-6r^4+5r^8)\chi_r' + r(r^4-1)^2\chi_r'' = r(r^4-1)(2\mathcal{E}+k_z{}^2)\chi_r$$

- El campo magnético actúa solo sobre el fondo.
- Funciones métricas U, V, W.
- b=0 en la ecuación de encaje.

[3] Falk Bruckmann et al. JHEP, 04:112, 2013.

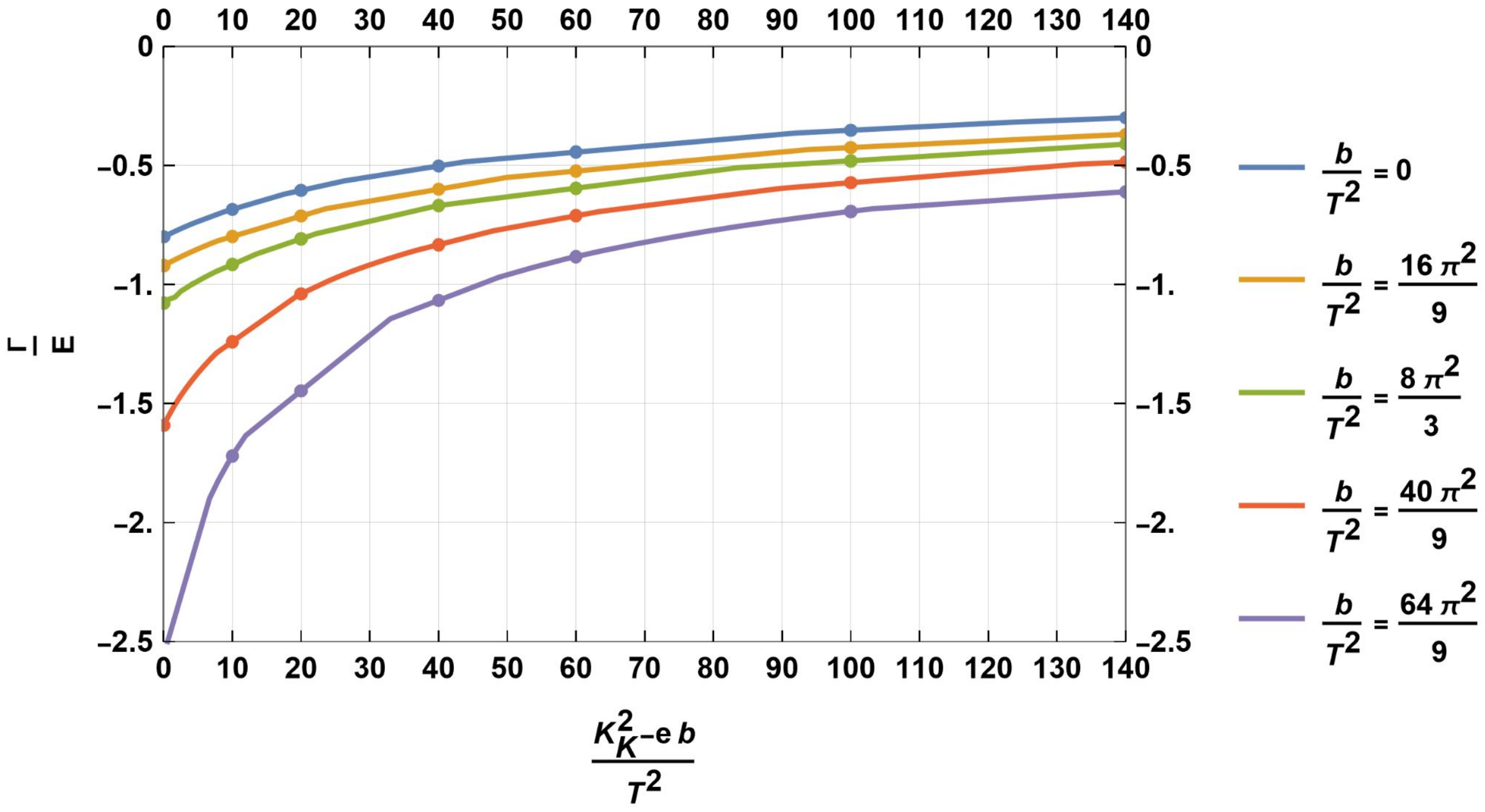
Encontrando cuasipartículas

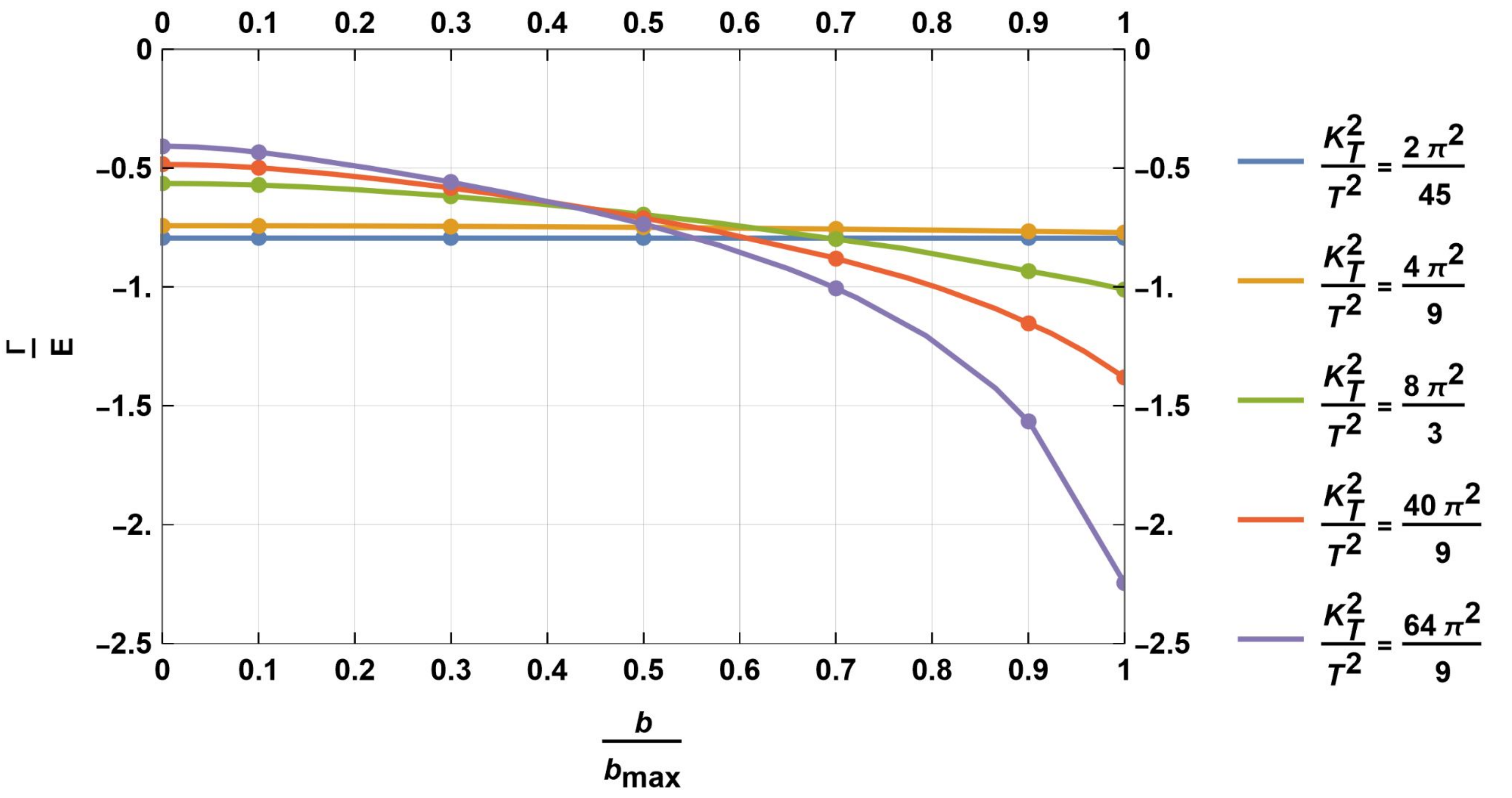


$$\mathrm{Re}[\omega^2] \simeq {\omega_p}^2 + \alpha {k_K}^2 \quad \mathrm{for} k_K \ll eT$$

$$\mathrm{Re}[\omega^2] \simeq {m_T}^2 + {k_K}^2 \quad \mathrm{for} k_K \gg eT$$

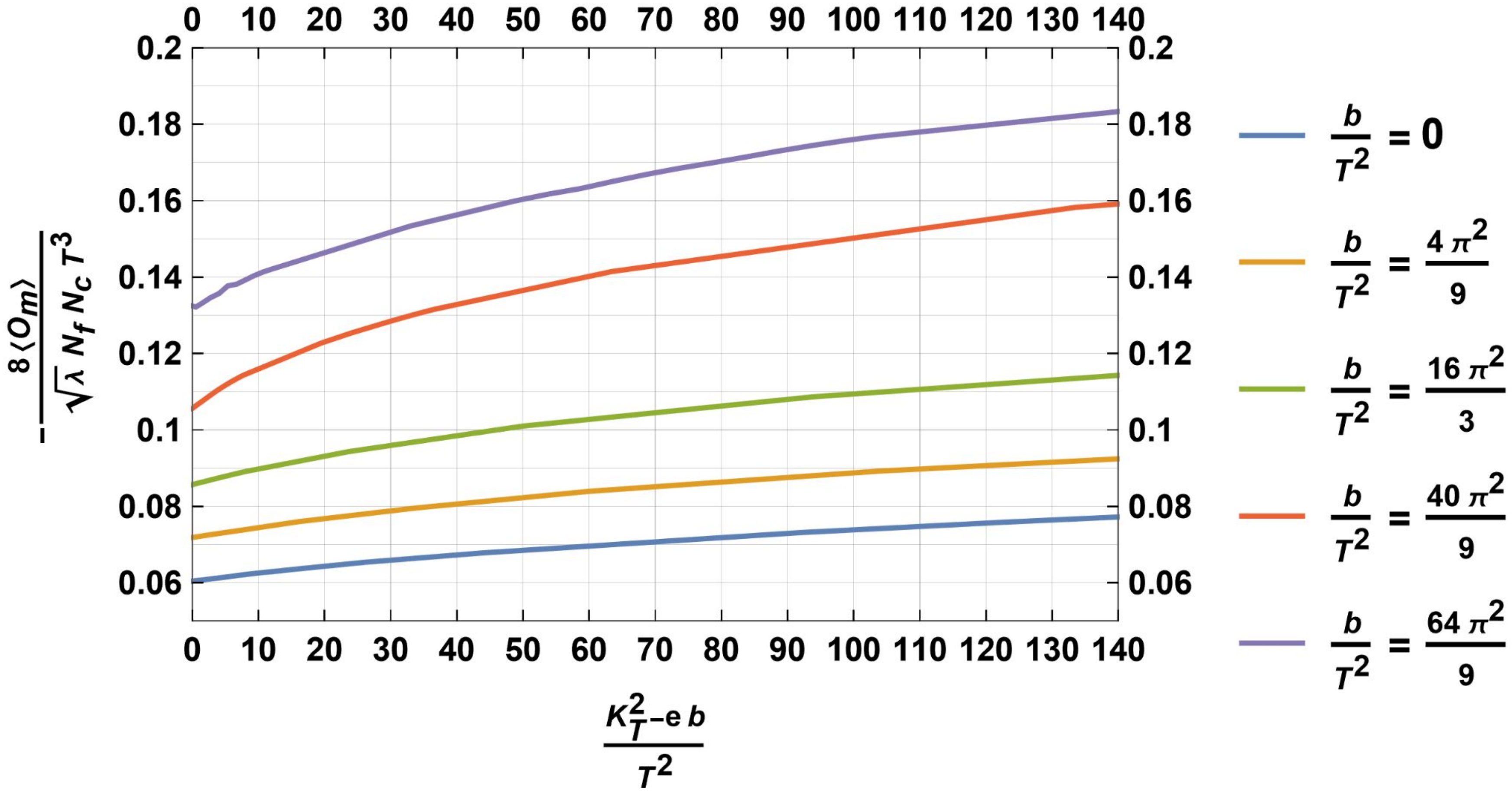
Efectos del momento cinético y campo magnético sobre los modos cuasinormales

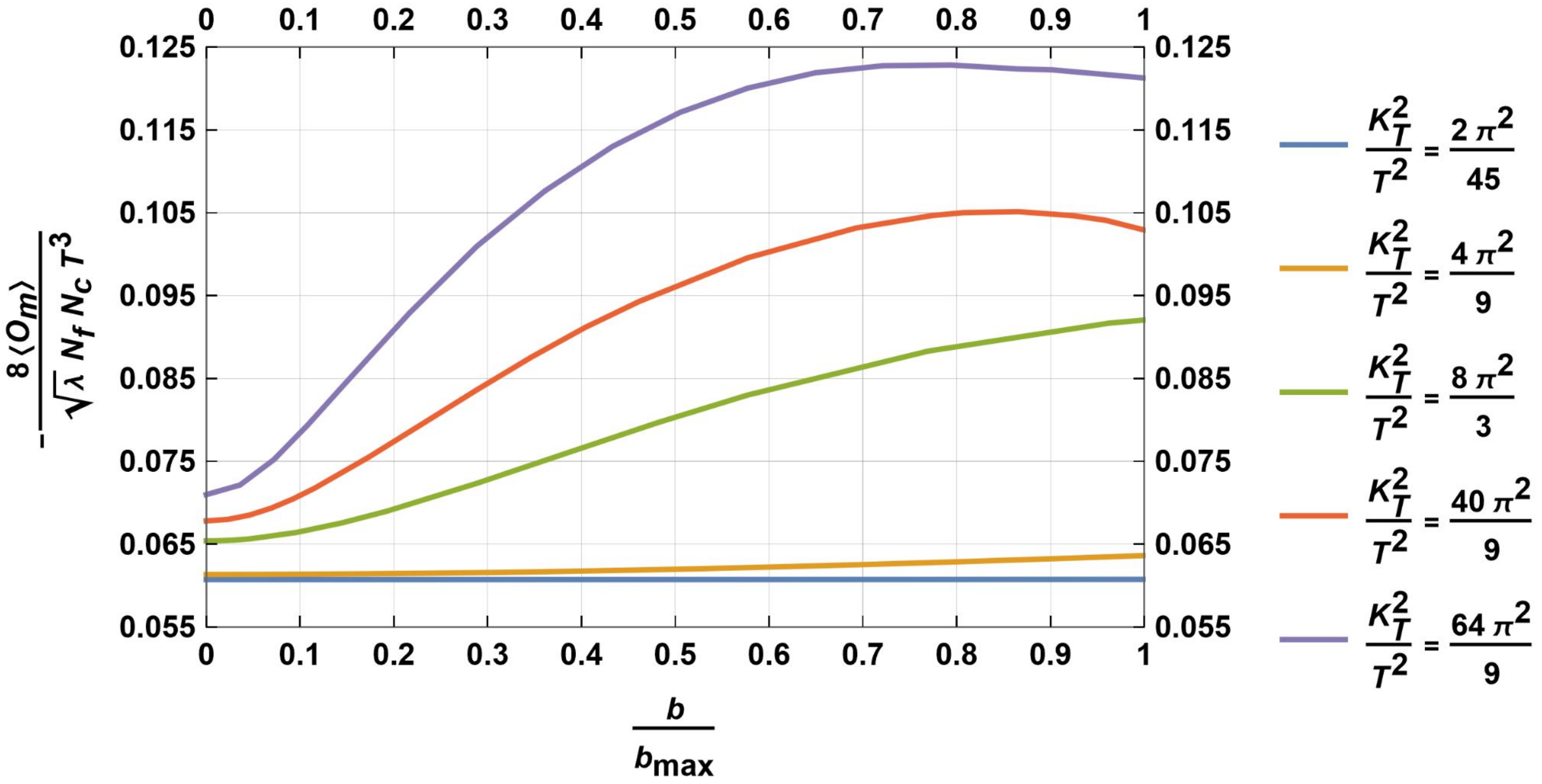




0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1
0
−0.5
−1.
−1.5
−2.
−2.5
$\frac{\Gamma}{E}$
$\frac{b}{b_{max}}$
$\frac{\kappa_T^2}{T^2} = \frac{2\pi^2}{45}$
$\frac{\kappa_T^2}{T^2} = \frac{4\pi^2}{9}$
$\frac{\kappa_T^2}{T^2} = \frac{8\pi^2}{3}$
$\frac{\kappa_T^2}{T^2} = \frac{40\pi^2}{9}$
$\frac{\kappa_T^2}{T^2} = \frac{64\pi^2}{9}$

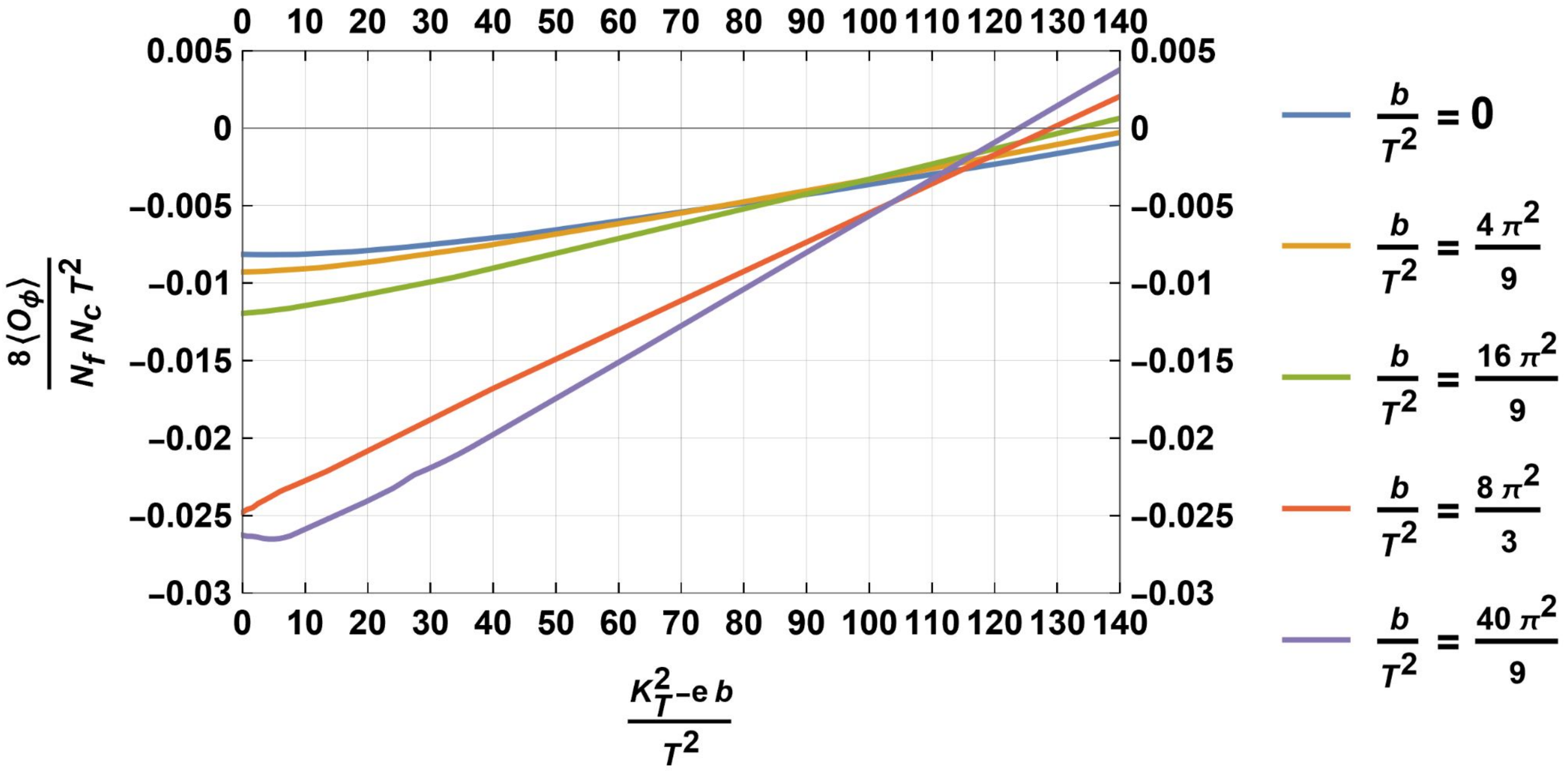
Condensado escalar

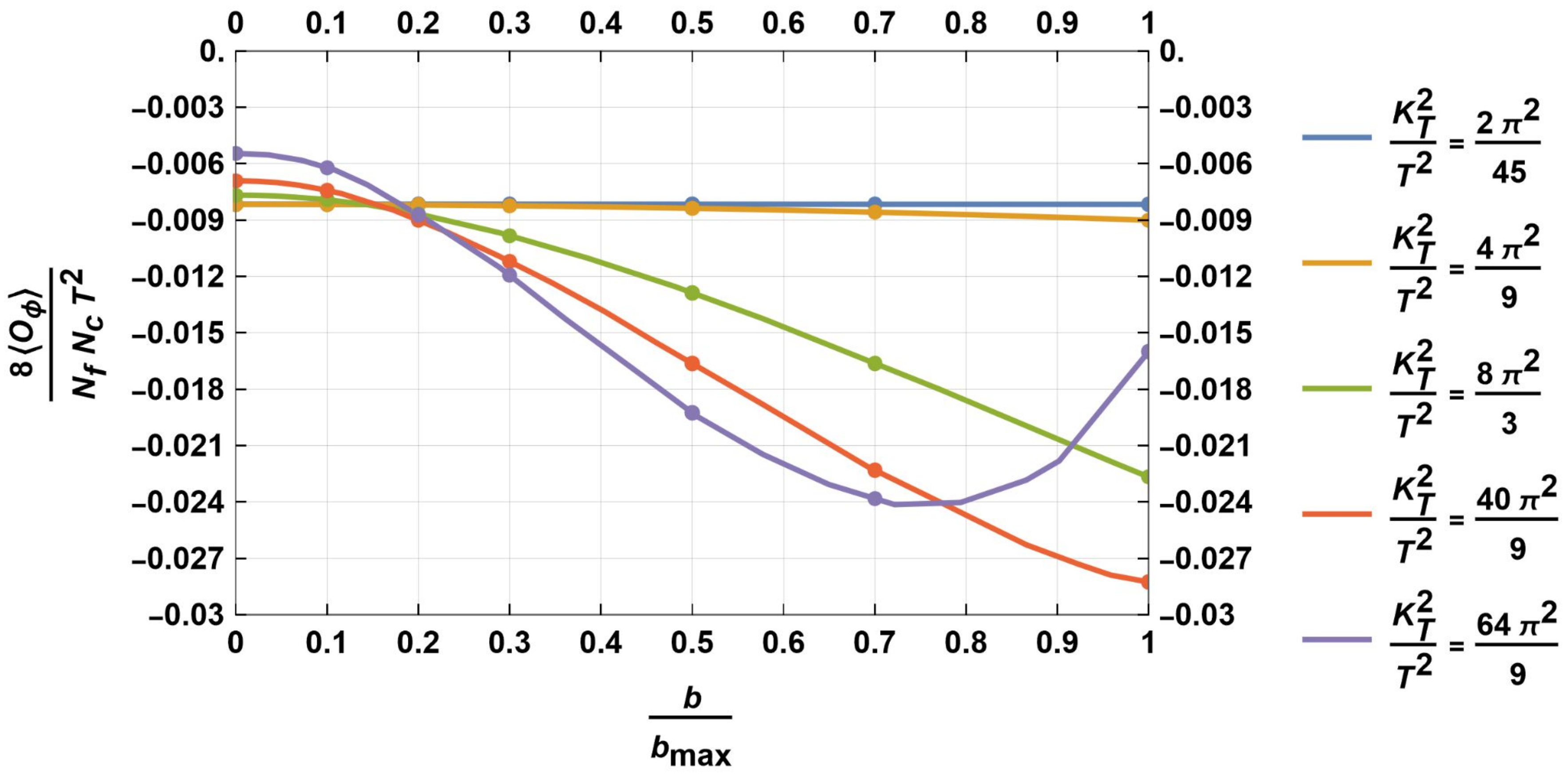




0.125
0.115
0.105
0.095
0.085
0.075
0.065
0.055
0 0.1 0.2 0.3 0.4 0.5 0.6 0.7 0.8 0.9 1
$-\frac{8\langle O_m\rangle}{\sqrt{\lambda}\, N_f\, N_c\, T^3}$
$\frac{b}{b_{\max}}$
$\frac{K_T^2}{T^2} = \frac{2\pi^2}{45}$
$\frac{K_T^2}{T^2} = \frac{4\pi^2}{9}$
$\frac{K_T^2}{T^2} = \frac{8\pi^2}{3}$
$\frac{K_T^2}{T^2} = \frac{40\pi^2}{9}$
$\frac{K_T^2}{T^2} = \frac{64\pi^2}{9}$

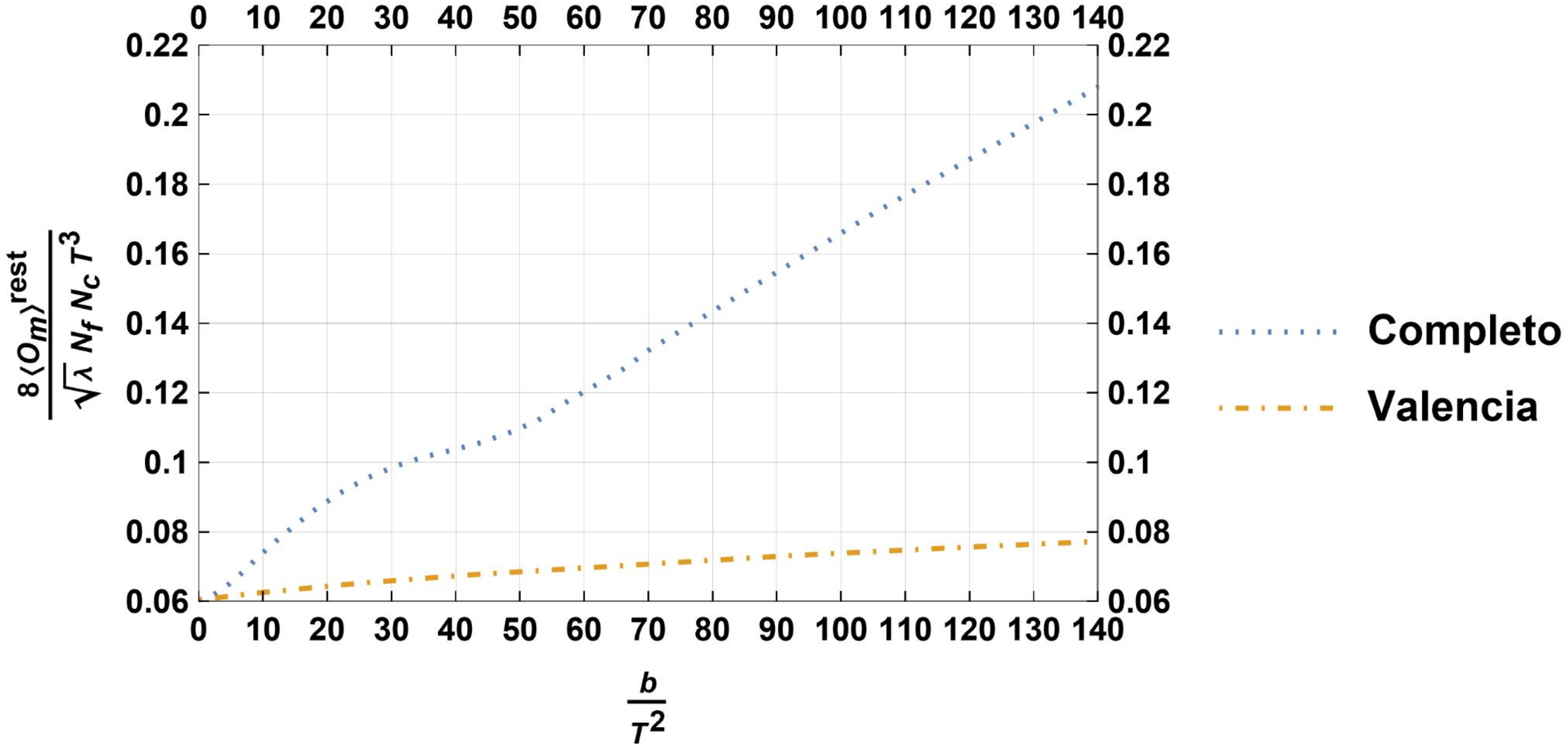
Condensado pseudoescalar



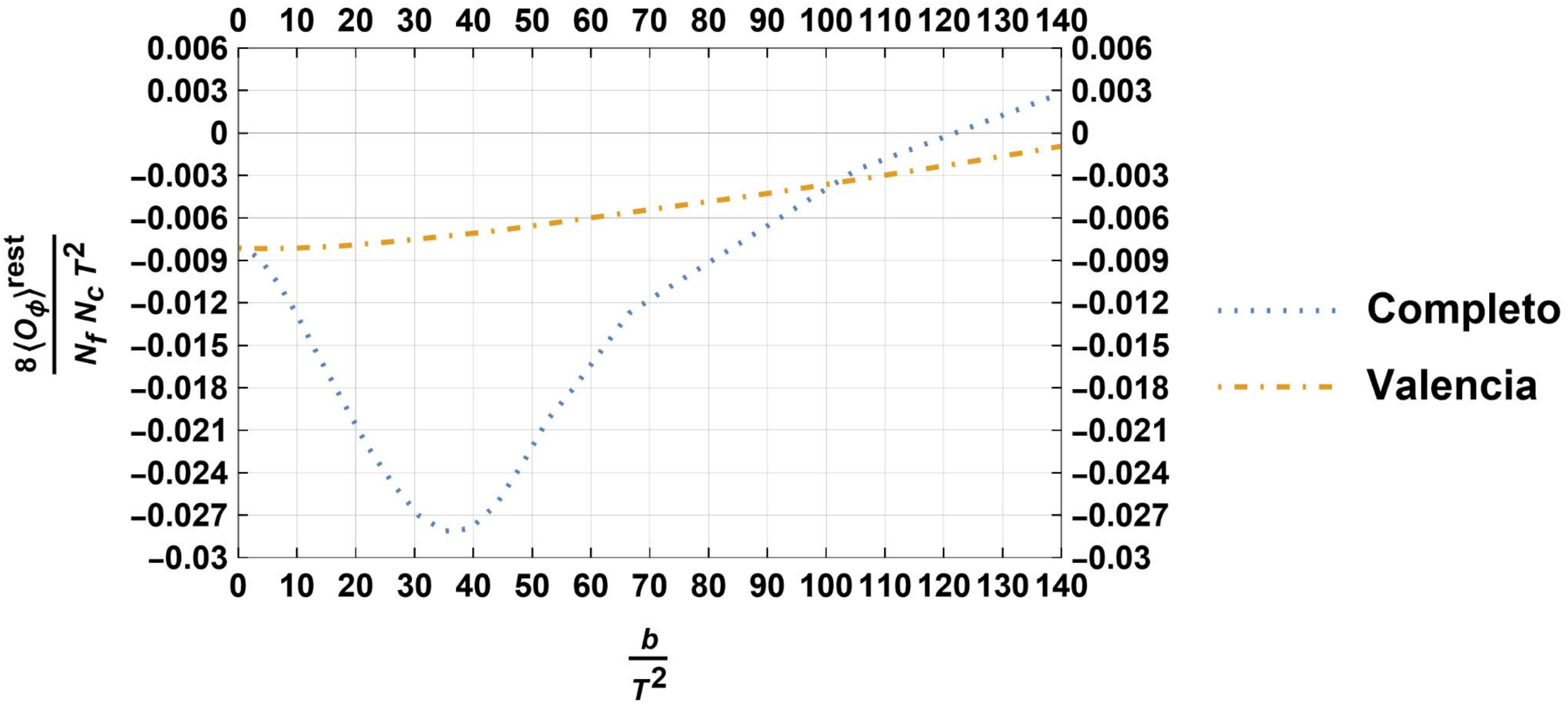


0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5
0.6
0.7
0.8
0.9
1
0.
−0.003
−0.006
−0.009
−0.012
−0.015
−0.018
−0.021
−0.024
−0.027
−0.03
$\frac{8\langle O_\phi \rangle}{N_f N_c T^2}$
$\frac{b}{b_{\max}}$
$\frac{K_T^2}{T^2} = \frac{2\pi^2}{45}$
$\frac{K_T^2}{T^2} = \frac{4\pi^2}{9}$
$\frac{K_T^2}{T^2} = \frac{8\pi^2}{3}$
$\frac{K_T^2}{T^2} = \frac{40\pi^2}{9}$
$\frac{K_T^2}{T^2} = \frac{64\pi^2}{9}$

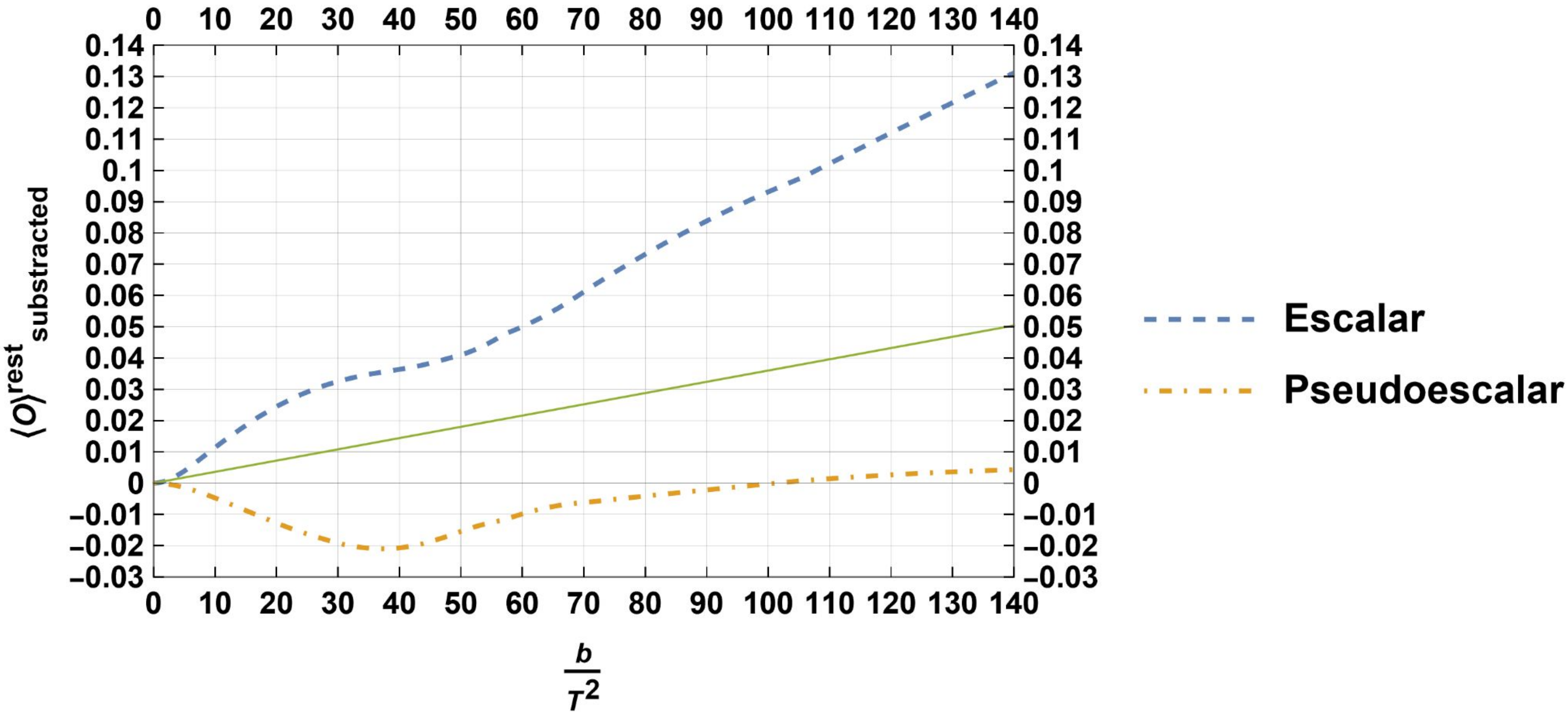
Condensado escalar en el marco de referencia en reposo



Condensado pseudoescalar en el marco de referencia en reposo



Resta del condensado completo y de valencia



Gracias por su atención

CONAHCYT
CONSEJO NACIONAL DE HUMANIDADES
CIENCIAS Y TECNOLOGÍAS