УДК 539.142

ДИПОЛЬНІ ЗБУДЖЕННЯ В АСИМЕТРИЧНОМУ ЯДЕРНОМУ ФЕРМІ-ГАЗІ

В.І. Абросімов, О.І. Давидовська

Розглянуто дипольні збудження в скінченному фермі-газі, що складається з нейтронів і протонів, у напівкласичному наближенні, що спирається на кінетичне рівняння. Знайдено одночастинкові дипольні силові функції для зовнішніх полів, які використовуються в квантових підходах типу наближення випадкових фаз при вивченні ізоскалярних та ізовекторних дипольних резонансів у ядрах.

1. Вступ

Вивчення дипольних резонансів відіграє важливу роль у дослідженні колективної ядерної динаміки. Останній час отримано нові експериментальні дані, що підтвержують існування ізоскалярного гігантського дипольного резонансу в ядрах [1, 2]. Ізоскалярний дипольний резонанс займає особливе місце серед колективних збуджень в ядрі. По-перше, це екзотична мода в тому розумінні, що вона являє собою ефект другого порядку відносно дипольного моменту (в першому порядку ізоскалярна дипольна мода відповідає духовому руху центра мас). Крім цього, ізоскалярний дипольний резонанс є модою стиснення, вивчення якої дає додаткову інформацію про стискуваність ядерної матерії.

Важливе місце в теоретичному описі колективних збуджень в ядрі займають підходи, що спираються на теорію фермі-рідини. У роботі [3] було запропоновано модель малих коливань скінченної фермі-рідини, що використовувалась для вивчення ізоскалярних колективних збуджень в ядрі [4]. Недавно цю модель було узагальнено для опису колективних збуджень у нейтрон-протон асиметричних ядрах [5]. Вихідним пунктом у підході [3, 5], як і при квантовому описі колективних мод [6], є аналіз одночастинкових спектрів збудження у відповідному зовнішньому полі. У даній роботі розглядаються одночастинкові дипольні збудження в скінченному фермі-газі, що складається з нейтронів і протонів. Розв`язок представляється за допомогою функцій відгуку, пов`язаних із зовнішніми полями, що використовуються для вивчення ізоскалярного та ізовекторного дипольних резонансів у квантових підходах типу наближення випадкових фаз [7]. Проводиться аналіз розподілу сили одночастинкових дипольних збуджень і, крім цього, вивчається вплив нейтрон-протонної асиметрії системи на розподіл сили.

2. Дипольна функція відгуку для системи незалежних частинок

Розглянемо невзаємодіючий фермі-газ, що складається з протонів (Z) і нейтронів (N), обмежений нерухомою сферичною поверхнею радіуса R. Відмітимо, що в нейтрон-протон асиметричних стабільних ядрах, таких як Pb^{208}, радіус нейтронної ефективної поверхні R_n дорівнює радіусу протонної R_p ($R_n = R_p = R$) в основному стані. Тому наш аналіз належить до опису дипольних збуджень в асиметричних сферичних ядрах поблизу області стабільності. Нас цікавлять варіації функцій розподілу нейтронів і протонів $\delta n_q(\vec{r},\vec{p},t)$, що підпорядковуються лінеаризованим кінетичним рівнянням в середині системи ($r_q < R$)

$$\frac{\partial}{\partial t}\delta n_q^0(\vec{r},\vec{p},t)+\frac{\vec{p}}{m}\frac{\partial}{\partial \vec{r}}\delta n_q^0(\vec{r},\vec{p},t)-\frac{\partial}{\partial \vec{r}}V_q^a(\vec{r},t)\frac{\partial}{\partial \vec{p}}n_q(\vec{r},\vec{p})=0 \qquad (1)$$

та граничним умовам дзеркального відбиття частинок від нерухомої поверхні ($R = const$)

$$[\delta n_q^0(\vec{r},\vec{p}_\perp,p_r,t)-\delta n_q^0(\vec{r},\vec{p}_\perp,-p_r,t)]\Big|_{r_q=R}=0, \tag{2}$$

де $n_q(\vec{r},\vec{p})$ - рівноважна функція розподілу нейтронів ($q=n$) і протонів ($q=p$), p_r - одночастинковий радіальний імпульс та $\vec{p}_\perp=(0,p_\theta,p_\varphi)$. У кінетичні рівняння (1) ми ввели зовнішнє поле $V_q^a(\vec{r},t)$ для того, щоб використовувати формалізм лінійної функції відгуку. Будемо вважати, що в момент часу $t=0$ на систему діє слабке зовнішнє поле вигляду

$$V_q^a(\vec{r},t)=\beta\delta(t)Q_q^a(\vec{r}). \tag{3}$$

Функцію $Q_q^a(\vec{r})$, що визначає просторову залежність поля (3), виберемо в такому ж вигляді, як при вивченні ізовекторного та ізоскалярного дипольних резонансів у ядрах [7]. Тоді

$$Q_q^{iv}(\vec{r})=a_q r Y_{10}(\hat{r}), \tag{4}$$

$$Q_q^{is}(\vec{r})=(r^3-\frac{5}{3}<r^2>r)Y_{10}(\hat{r}), \tag{5}$$

де $a_q=2Z/A$ при $q=n$, $a_q=-2N/A$ при $q=p$ і в нашій системі з різкою поверхнею $<r^2>=\frac{3}{5}R^2$. Функція (4) використовується для вивчення ізовекторних колективних дипольних збуджень ядер. У випадку ізоскалярних дипольних збуджень зовнішнє поле (3) з функцією (4) приводить до духового руху центра мас. Тому при вивченні ізоскалярних дипольних збуджень ядер використовується зовнішнє поле (3) з функцією (5) [8].

Для розв'язання кінетичних рівнянь (1) з граничними умовами (2) зручно замінити змінні $(\vec{r},\vec{p})$ на $(r,\varepsilon,l,\alpha,\beta,\gamma)$. Тут ε - енергія частинки, $l=|\vec{r}\times\vec{p}|$ - її кутовий момент, r - радіус і (α,β,γ) - кути Ейлера. Кути Ейлера визначаються поворотом лабораторної системи координат (x,y,z) до системи (x',y',z'), в якій z' направлена вздовж $\vec{l}$ і y' вздовж $\vec{r}$. Крім цього, виконаємо перетворення Фурьє відносно часу рівнянь (1) і (2). Тоді розв'язок рівнянь (1) і (2) можна записати у вигляді [9]

$$\delta n_q^{a,0}(\varepsilon,l,r,\alpha,\beta,\gamma,\omega)=\beta\cdot 2\frac{dn_q}{d\varepsilon}\sum_{N=-1}^{1}Y_{1N}\left(\frac{\pi}{2},\frac{\pi}{2}\right)D_{0N}^1(\alpha,\beta,\gamma)\times$$
$$\times\sum_{n=-\infty}^{\infty}[-\omega_{nN}(\varepsilon,l)]\cos[\omega_{nN}(\varepsilon,l)\tau(r,\varepsilon,l)-N\gamma\ (r,\varepsilon,l)]\frac{Q_q^a(nN,\varepsilon l)}{\omega-\omega_{nN}(\varepsilon,l)+i\eta}, \tag{6}$$

де $D_{0N}^1(\alpha,\beta,\gamma)$ - D-функція Вігнера,

$$Q_q^a(nN,\varepsilon\, l)=\frac{2}{T(\varepsilon,l)}\int_{r_1}^{R}dr'\frac{Q_q^a(r')}{v(r',\varepsilon,l)}\cos[\omega_{nN}(\varepsilon,l)\tau(r',\varepsilon,l)-N\gamma\ (r',\varepsilon,l)]. \tag{7}$$

Оскільки ми цікавимося зміною функції розподілу при $t>0$, то в (6) вважаємо, що ω має невелику додатну уявну частину $i\eta$. Розв`язок (6) має прості полюси при одночастинкових частотах

$$\omega_{nN}(\varepsilon,l) = n\frac{2\pi}{T(\varepsilon,l)} + N\frac{\Gamma(\varepsilon,l)}{T(\varepsilon,l)}. \tag{8}$$

Одночастинкові орбіти (ε,l) характеризуються часом, необхідним для досягнення положення r

$$\tau(r,\varepsilon,l) = \int_{r_1}^{r} \frac{dr'}{v(r',\varepsilon,l)}, \tag{9}$$

періодом радіального руху

$$T(\varepsilon,l) = 2\tau(R,\varepsilon,l), \tag{10}$$

кутом повороту, необхідним для досягнення положення r

$$\gamma(r,\varepsilon,l) = \int_{r_1}^{r} dr' \frac{l}{mr'^2}\frac{1}{v(r',\varepsilon,l)}, \tag{11}$$

"кутовим" періодом руху

$$\Gamma(\varepsilon,l) = 2\gamma(R,\varepsilon,l), \tag{12}$$

радіальною швидкістю

$$v(r,\varepsilon,l) = \frac{\sqrt{2m\varepsilon\, r^2 - l^2}}{mr} \tag{13}$$

і класичною точкою повороту, яка визначається рівнянням

$$v(r_1,\varepsilon,l) = 0.$$

При отриманні (6) вважали, що рівноважні функції розподілу $n_q(\vec{r},\vec{p})$ є функціями тільки одночастинкової енергії $\varepsilon(\vec{r},\vec{p})$. Нижче для похідних $dn_q / d\varepsilon$ буде використано наближення [10]

$$\frac{dn_q(\varepsilon(\vec{r},\vec{p}))}{d\varepsilon} = -\delta(\varepsilon - \varepsilon_F^q),$$

де

$$\varepsilon_F^q = \varepsilon_F\left(1 + \tau_q \frac{N-Z}{A}\right)^{2/3},$$

$\tau_q = 1$ при $q = n$ і $\tau_q = -1$ при $q = p$.

Підставляючи в (7) форм-фактори (4) і (5), після інтегруваня отримаємо

$$Q_q^{iv}(nN,\varepsilon\, l) = a_q(-1)^n R\frac{1-(l/(\sqrt{2m\varepsilon}R))^2}{[n\pi + N\arccos(l/(\sqrt{2m\varepsilon}R))]^2}, \tag{14}$$

і

$$Q_q^{is}(nN,\varepsilon l) = (-1)^n 2R^3 \frac{1-(l/(\sqrt{2m\varepsilon}R))^2}{[n\pi + N\arccos(l/(\sqrt{2m\varepsilon}R))]^2}\times$$
$$\times\left\{1+\frac{2N(l/(\sqrt{2m\varepsilon}R))\sqrt{1-(l/(\sqrt{2m\varepsilon}R))^2}}{n\pi + N\arccos(l/(\sqrt{2m\varepsilon}R))} - \frac{3(1-(l/(\sqrt{2m\varepsilon}R))^2)}{[n\pi + N\arccos(l/(\sqrt{2m\varepsilon}R))]^2}\right\}. \quad (15)$$

Функцію відгуку для системи незалежних нуклонів визначимо таким чином, див., наприклад, [10]:

$$R^{a,0}(\omega) = \frac{1}{\beta}\sum_{q=n,p}\int d\vec{r}\, Q_q^a(\vec{r})\delta\rho_q^{a,0}(\vec{r},\omega). \quad (16)$$

Тут $Q_q^a(\vec{r})$ дається рівняннями (4) і (5), $\delta\rho_q^{a,0}(\vec{r},\omega)$ є зміною густини нейтронів $(q=n)$ і протонів $(q=p)$

$$\delta\rho_q^{a,0}(\vec{r},\omega) = \frac{2}{h^3}\int d\vec{p}\, \delta n_q^{a,0}(\vec{r},\vec{p},t). \quad (17)$$

Підставляючи (6) і (17) в (16), після перетворень можна отримати функцію відгуку для системи незалежних нуклонів у такому вигляді:

$$R^{a,0}(\omega) = \frac{2}{h^3}\frac{8\pi^2}{3}\sum_{q=n,p}\int d\varepsilon \frac{dn_q}{d\varepsilon}\sum_{N=-1}^{1}\left|Y_{LN}\left(\frac{\pi}{2},\frac{\pi}{2}\right)\right|^2\int_0^{\sqrt{2m\varepsilon}R} dl l\,\times$$
$$\times\sum_{n=-\infty}^{\infty}[-\omega_{nN}(\varepsilon,l)]\,T(\varepsilon,l)\frac{\left[Q_q^a(nN,\varepsilon l)\right]^2}{\omega-\omega_{nN}(\varepsilon,l)+i\eta}. \quad (18)$$

Функція відгуку (18) має скінченну уявну частину, яка виникає від простих полюсів підінтегральної функції при $\omega = \omega_{nN}(\varepsilon,l)$. Уявна частина отриманої функції відгуку описує розподіл сили одночастинкових дипольних збуджень у системі, що розглядається.

3. Розподіл сили одночастинкових дипольних збуджень

Розподіл сили одночастинкових дипольних збуджень описує силова функція, що визначається таким чином, див., наприклад, [10]:

$$S^{a,0}(\omega) = -\frac{1}{\pi}\operatorname{Im} R^{a,0}(\omega). \quad (19)$$

Підставляючи функцію (18) в (19), можна отримати аналітичний вираз для силової функції $S^{a,0}(\omega)$.

На рис. 1 показано результати чисельного розрахунку розподілу сили одночастинкових дипольних збуджень для різних значень параметра асиметрії I $\left(I=(N-Z)/A\right)$ для зовнішнього поля (3) і (4). Системи з числом нейтронів $N=104$ і $N=156$ не є реалістичними і наведені для ілюстрації зміни вигляду дипольної одночастинкової силової функції із зростанням нейтрон-протонної асиметрії. Для розрахунків було використано стандартні значення ядерних параметрів: r_0 = 1.12 фм, ε_F = 40

МеВ, m = 1.04 МеВ $(10^{-22}\text{с})^2$ /фм^2. З рис.1 видно, що для симетричної системи ($N = 104$) основна частина сили знаходиться в області енергій 9 - 14 МеВ. Нейтрон-протонна асиметрія веде до перерозподілу одночастинкової сили в більш широку область енергій.

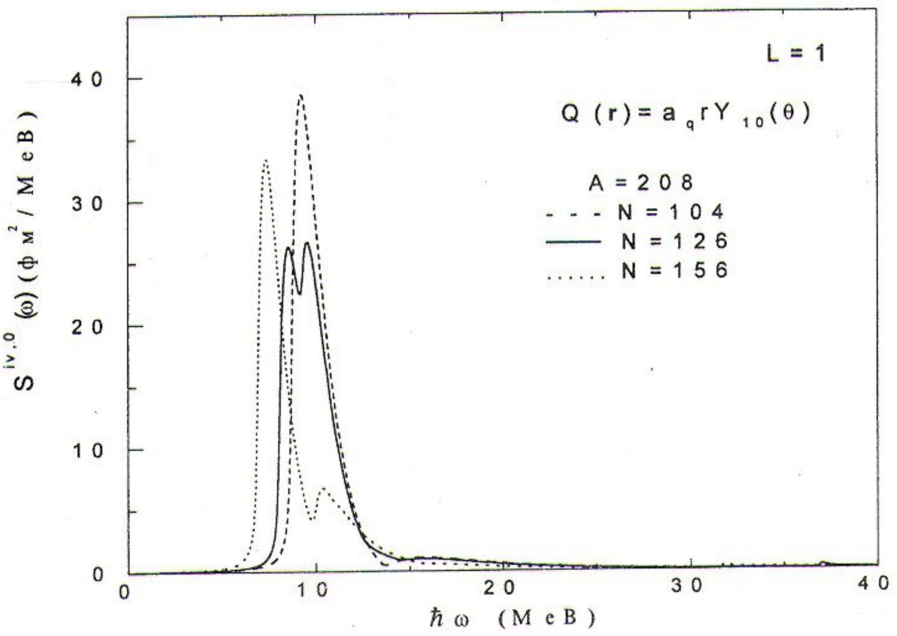

Рис. 1. Одночастинкова силова функція (19), що пов`язана із зовнішнім полем (3), (4), для системи з числом нуклонів A = 208 при трьох значеннях числа нейтронів: N = 104 (штрихова лінія), N = 126 (суцільна лінія), N = 156 (пунктирна лінія).

Розглянемо внесок силової функції (19) при $a = iv$ в енергетично зважене правило сум (ЕЗПС). Для системи з різкою поверхнею квантове ЕЗПС, що відповідає функції $Q_q^{iv}(\bar{r})$, дається формулою [6]

$$S_1^{iv} = \sum_n (E_n - E_0)\left| < n|Q_q^{iv}|0 > \right|^2 = \frac{3}{2\pi}\hbar^2\frac{NZ}{Am}. \qquad (20)$$

Використовуючи для обчислення ЕЗПС його визначення у вигляді

$$S_1 = \hbar^2\int_0^\infty d\omega\ \omega\ S(\omega), \qquad (21)$$

було знайдено, що для симетричної системи ($N = 104$) напівкласична одночастинкова силова функція (19) вичерпує 78 % правила сум (20) вже в області енергій від 9 до 14 МеВ.

За допомогою одночастинкової силової функції, показаної на рис.1, можна оцінити область розподілу сили ізовекторних колективних дипольних збуджень. Оскільки ізовекторні сили є силами відштовхнення, тому можна очікувати, що при включенні ізовекторних кореляцій між нуклонами максимум розподілу сили зміститься в область більш високих енергій. З рис.1 видно, що в області ізовекторного гігантського дипольного резонансу в ядрі Pb^{208} (≈ 13.6 МеВ) є одночастинкова сила, а отже, ізовекторний дипольний резонанс буде мати ширину, обумовлену однотільним механізмом затухання Ландау [3].

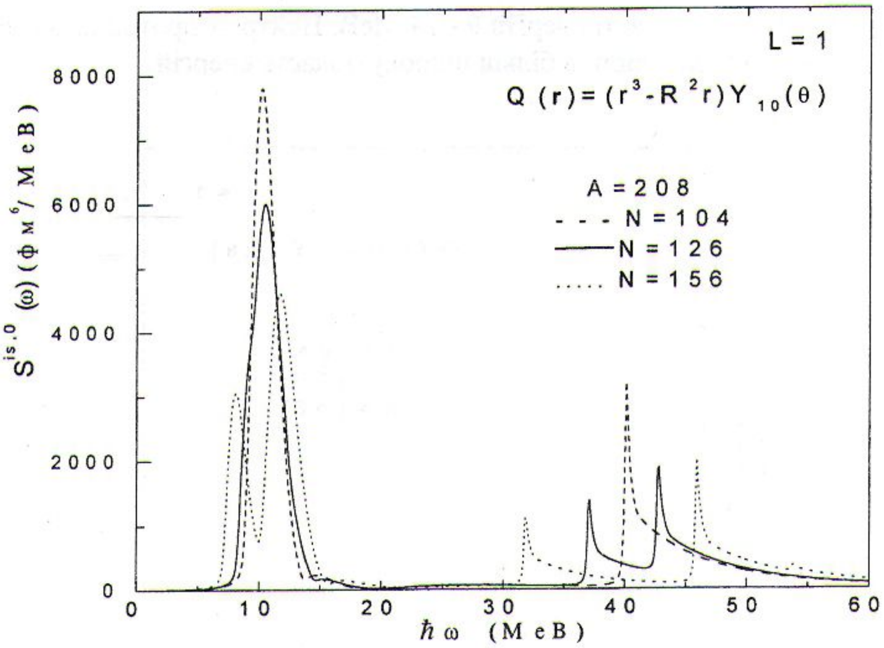

Рис. 2. Одночастинкова силова функція (19), що пов`язана із зовнішнім полем (3), (5), для системи з числом нуклонів A = 208 при трьох значеннях числа нейтронів: N = 104 (штрихова лінія), N = 126 (суцільна лінія), N = 156 (пунктирна лінія).

На рис. 2 представлено чисельні розрахунки одночастинкової дипольної силової функції для зовнішнього поля (3) і (5) для трьох значень параметра нейтрон-протонної асиметрії. З рис. 2 видно, що одночастинкова дипольна сила в системі з $N = 126$ зосереджена в двох областях енергій: 9 - 14 і 38 - 48 МеВ. У другій області зосереджено біля 50 %, а в першій лише 17 % енергетично зваженого правила сум, яке для зовнішнього поля (5) дається формулою [8]

$$S_1^{is} = \frac{A\hbar^2}{8\pi m}\left\{11 < r^4 > -\frac{25}{3} < r^2 >^2\right\} = \frac{3}{14\pi}\hbar^2 \frac{A}{m} R^4, \tag{22}$$

де $< r^L > = \frac{3}{4\pi R^3}\int d\bar{r}\, r^L$. З ЕЗПС (22) виключено вклад, пов`язаний з духовим рухом центра мас. За допомогою одночастинкової силової функції, показаної на рис. 2, можна оцінити область розподілу сили ізоскалярної колективної дипольної функції відгуку. Оскільки ізоскалярні сили є силами притягання, тому можна очікувати, що сила, яка зосереджена в області 38 - 48 МеВ, зміститься в область менших енергій. Наприклад, у роботі [5] було знайдено, що для ізоскалярних монопольних коливань зміщення одночастинкової сили складає від 11 до 20 МеВ. Відмітимо також, що ізоскалярний дипольний резонанс у ядрі Pb^{208} спостерігається при енергії 21 - 22 МеВ [1, 2].

4. Висновки

У даній роботі в рамках напівкласичного наближення, що спирається на кінетичне рівняння, вивчено дипольні збудження в нейтрон-протон асиметричному фермі-газі. Розглянуто відгук системи на зовнішні поля двох видів, які використовують при вивченні ізоскалярних та ізовекторних резонансів у ядрах [7]. Знайдено аналітичний вираз одночастинкових силових функцій для дипольних збуджень та проведено їх чисельні розрахунки для вказаних вище зовнішніх полів, див. (3) - (5). Вивчено вплив нейтрон-протонної асиметрії на розподіл сили одночастинкових дипольних збуджень. Знайдено, що врахування асиметрії призводить до перерозподілу одночастинкової сили в більш широку область енергій. Знайдено, що одночастинкові силові функції вичерпують відповідні енергетично зважені правила сум. За допомогою знайдених одночастинкових дипольних силових функцій проведено оцінку перерозподілу сили при включенні ізоскалярних та ізовекторних кореляцій між нуклонами. Можна очікувати, що узагальнення розглянутого підходу на вивчення дипольних збуджень в ядерній фермі-рідині дасть змогу описати дипольні резонанси в тяжких ядрах.

Один з авторів (В.І.Абросімов) висловлює подяку МАГАТЕ за часткову підтримку роботи (контракт 10308/R1).

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Clark H. et al.* // Nucl.Phys. - 1999. - Vol. A 649. - P. 57.
2. *Youngblood D.H. et al.* // Phys. Rev. Lett. - 1999. - Vol. 82. - P. 691.
3. *Abrosimov V.I., Di Toro M., and Strutinsky V.M.* Kinetic equation for collective modes of Fermi system with free surface // Nucl. Phys. -1993.- Vol. A 562. - P. 41.
4. *Abrosimov V.I., Davidovskaja O.I., Kolomiets V.M. and Shlomo S.* Free surface response in a finite Fermi system // Phys. Rev. - 1998. - Vol. C 57. - P. 2342.
5. *Abrosimov V.I.* Monopole vibrations in asymmetric nuclei: A Fermi liquid approach // Nucl. Phys. - 2000. - Vol. A 662. - P. 93.
6. *Bohr A. and Mottelson B.R.* Nuclear Structure. - N.Y. Benjamin, 1975. - Vol. 2.
7. *Hamamoto I., Sagawa H., and Zhang X.Z.* Isoscalar and isovector dipole mode in drip line nuclei in comparison with β - stable nuclei // Phys. Rev. - 1998. - Vol. C 57. - P. 1064.
8. *Van Giai N. and Sagawa H.* Monopole and dipole compression modes in nuclei // Nucl. Phys. - 1981. - Vol. A 371. - P. 1.
9. *Brink D.M., Dellafiore A., and Di Toro M.* Solution of the Vlasov equation for collective modes in nuclei // Nucl. Phys. - 1986. - Vol. A 456. - P. 205.
10. *Ring P. and Schuck P.* The nuclear many-body problem. - Springer, 1980.

ДИПОЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В АСИММЕТРИЧНОМ ЯДЕРНОМ ФЕРМИ-ГАЗЕ

В.И. Абросимов, О.И. Давидовская

Рассмотрены дипольные возбуждения в конечном ферми-газе, состоящем из нейтронов и протонов, в полуклассическом приближении, которое опирается на кинетическое уравнение. Найдены одночастичные дипольные силовые функции для внешних полей, которые используются в квантовых подходах типа приближения случайных фаз при изучении изоскалярных и изовекторных резонансов в ядрах.

DIPOLE EXCITATIONS IN AN ASYMMETRIC NUCLEAR FERMI-GAS

V.I. Abrosimov, O.I. Davidovskaya

Dipole excitations of a neutron-proton finite Fermi gas are considered within a semiclassical approach based on the kinetic equation. The independent-particle dipole strength functions connected with the external fields, which are exploited in quantum random phase approximation approaches for studying the isoscalar and isovector resonances in nuclei, are found.