

ISSN 0021—3411

**ИЗВЕСТИЯ  
ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ**

# **ФИЗИКА**

**7·85**

**ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ТОМСКОГО УНИВЕРСИТЕТА**



$$d^2(mr_{12})/dt^2 = \nabla(\boldsymbol{\mu}_1 \cdot \mathbf{H}_{12}), \quad (5)$$

где  $H_{ij} = (3\mathbf{n}_i(\boldsymbol{\mu}_j \cdot \mathbf{n}_i) - \boldsymbol{\mu}_j)/r^3$  — поле диполя  $\boldsymbol{\mu}_j$  в месте расположения диполя  $\boldsymbol{\mu}_i$ ;  $i, j = 1, 2$ ;  $\mathbf{n}_i = \mathbf{r}_{ij}/r$ ,  $r = |\mathbf{r}_{ij}|$ .

Система уравнений (3) — (5) является самосогласованной, нелинейной, в частных производных. Будем искать ее частное решение, заранее предполагая существование периодического решения с частотой  $\omega$ . Переходя во вращающуюся систему координат ( $\omega \uparrow \uparrow oz$ ), для (3), (4) получим:

$$\dot{\boldsymbol{\mu}}_i^B = \gamma_i [\boldsymbol{\mu}_i^B \times \mathbf{H}_{ij}^B] + [\boldsymbol{\mu}_i^B \times \boldsymbol{\omega}]. \quad (6)$$

Предполагая режим установившихся колебаний и условие  $\dot{\boldsymbol{\mu}}_i^B = 0$ , из (6) имеем:

$$\begin{pmatrix} 0 & \alpha_1 & 0 & 1 \\ -\alpha_1 & 0 & 2 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & \alpha_2 \\ 2 & 0 & -\alpha_2 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mu_{1x}^B \\ \mu_{1y}^B \\ \mu_{2z}^B \\ \mu_{2y}^B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где  $\alpha_i = [(\omega - \omega_{ij})/\omega_{ij}] (\gamma_i/\gamma_j)$ ,  $\omega_{ij} = \gamma_i \mu_{jz}^B / r^3$  — частоты ларморовой прецессии  $i$ -го диполя в поле  $j$ -го. Ось вращающейся системы координат выбрана параллельной вектору  $\mathbf{r}_{12}$ . Уравнения (7) имеют решения при

$$\alpha_1 \alpha_2 = (\omega - \omega_{12})(\omega - \omega_{21}) = 4; \quad 1; \quad (8)$$

$$\mu_{iy}^B = \alpha_i^{-1} \mu_{jy}^B = -\alpha_j \mu_{jy}^B; \quad (9)$$

$$\mu_{ix}^B = 2\alpha_i^{-1} \mu_{jx}^B = 2^{-1} \alpha_j \mu_{jx}^B; \quad (10)$$

$$\mu_z^B = \mu_{iz}^B. \quad (11)$$

Результаты решения (8) — (11) для частных случаев частиц с одинаковыми спинами и одинаковыми значениями гиромагнитных чисел ( $|\gamma_1| = |\gamma_2|$ ,  $\mu_1 = \mu_2$ ) представлены в табл. 1. Из нее следует, что резонансный захват, в принципе, возможен без учета диссипации только на гармониках частоты ларморовой прецессии первого диполя в поле второго. Появление решения  $\omega = -\omega_{12}$  обусловлено отсутствием диссипации (за счет переворота спина и его прецессии в противоположном направлении). Такая ситуация типична при рассмотрении движения вектора намагниченности в условиях магнитного резонанса без диссипации [12].

В системе трех спиновых частиц, две из которых одинаковы, на основании табл. 1 (№ 1,5; 2,6; 4,8) можно сделать вывод о наличии не более двух разрешенных состояний с противоположной ориентацией спинов ( $\uparrow \downarrow \downarrow \downarrow \downarrow \downarrow \downarrow \downarrow$ ) на каждом уровне  $-\omega_{12}$ ,  $2\omega_{12}$ ,  $3\omega_{12}$ .

Конкретную зависимость эффективной энергии взаимодействия  $U_{д.д}$  от  $r$  можно найти из закона сохранения момента количества движения замкнутой системы: поле — диполи,

$$\mathbf{S}_n + \mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2 + [\mathbf{r}_{12} \times m\mathbf{v}] = \mathbf{l} = \text{const}, \quad (12)$$

где  $\mathbf{S}_i = \boldsymbol{\mu}_i/\gamma_i$  — в общем случае механический момент диполей (спин — для элементарных частиц, момент вращения — для намагниченных гироскопов). Приближенно можно считать, пренебрегая потерями и излучением, для случая (8) — (11):

$$\mu_{1z}/\gamma_1 + \mu_{2z}/\gamma_2 + mr^2\omega \simeq l_z. \quad (13)$$

Результаты, вытекающие из уравнения (13), сведены в табл. 2 (для оценок принято значение  $l_z$  порядка  $2 \mu_0/3^{1/2} |\gamma|$  и введено обозначение  $r_0 = \gamma^2 m$ , соответственно  $\omega_0 = |\gamma| \mu_0/(r_0 r^2)$ ,  $|\omega| \simeq |\gamma| \mu_0/r^3$ ).

Появление „сингулярности“ в точке  $r \sim r_0$  ( $|\omega| \sim \omega_0$ ) следовало ожидать при решении резонансной задачи, так как были отброшены члены типа  $S_{\pi}$  (12), ответственные за диссипацию в системе. Обычно диссипативные члены накладывают ограничения на изменения угла прецессии  $\theta$  ( $\mu_z = \mu_0 \cos \theta$ ) до величины  $\theta_m \simeq (\pi - \omega_r/\omega_1)/2$  (см. [11]).

Таблица 1

Рассчитанные значения параметров двух взаимодействующих магнитных диполей с учетом их спинов

№	$\gamma_{1,2} \mu_{1,2z}$	$\omega/\omega_{12}$	$\mu_{1,2x}^B$	$\mu_{1,2y}^B$	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$V_{д.д} = \langle \mu_1 \cdot H_{12} \rangle  _{t=2\pi/\omega}$
1	$\gamma_1 = \gamma_2, \uparrow \downarrow$	3	$\uparrow \uparrow$	0	2	2	$(2\mu_z^2 - \mu_0^2)/r^3$
2		2	0	$\downarrow \uparrow$	1	1	$(3\mu_z^2 - \mu_0^2)/2r^3$
3		0	—	—	-1	-1	
4		-1	$\uparrow \downarrow$	0	-2	-2	$\mu_0^2/r^3$
5	$\gamma_1 = -\gamma_2, \uparrow \uparrow$	3	$\uparrow \downarrow$	0	-2	-2	$-(2\mu_z^2 - \mu_0^2)/r^3$
6		2	0	$\uparrow \uparrow$	-1	-1	$-(3\mu_z^2 - \mu_0^2)/2r^3$
7		0	—	—	1	1	
8		-1	$\uparrow \uparrow$	0	2	2	$-\mu_0^2/r^3$
9	$\gamma_1 = \gamma_2, \uparrow \downarrow$	0	—	—	1	1	
10		$i \cdot 3^{1/2}$	—	—	Im	Im*	мнимое решение
11		$i \cdot 3^{1/2}$	—	—	Im	Im*	мнимое решение
12		0	—	—	-1	-1	
13	$\gamma_1 = -\gamma_2, \uparrow \uparrow$	$i \cdot 3^{1/2}$	—	—	Im	Im*	мнимое решение
14		$i \cdot 3^{1/2}$	—	—	Im	Im*	мнимое решение

Соответствующий график зависимости и схематический рисунок возможных устойчивых движений приведены на рис. 2, 3. При сближении диполей угол прецессии  $\theta$  увеличивается, что и следовало ожидать за счет увеличения амплитуды поля „накачки“  $H_1 = H_{x,y}^{д.д}$ , а в

Таблица 2

Значения параметров системы взаимодействующих диполей без учета диссипации

№	$\gamma_{1,2} \mu_{1,2z}$	$\omega/\omega_{12}$	$\sim (\mu_z/\mu_0)$	$V_{д.д}$
1	$\gamma_1 = \gamma_2, \uparrow \uparrow$	3	$\omega_0/(\omega_0 +  \omega )$	$(2\mu_0^2/3r^3) [(1 + 3r_0/2r)^{-2} - 3/2]$
2		2	$\omega_0/(\omega_0 +  \omega )$	$(\mu_0^2/2r^3) [(1 + r_0/r)^{-2} - 1]$
3		-1	$\omega_0/(\omega_0 -  \omega )$	$(\mu_0^2/r^3)$
4	$\gamma_1 = -\gamma_2, \uparrow \downarrow$	3	$\omega_0/(\omega_0 -  \omega )$	$-(2\mu_0^2/3r^3) [(1 - 3r_0/2r)^{-2} - 3/2]$
5		2	$\omega_0/(\omega_0 -  \omega )$	$-(\mu_0^2/r^3) [(1 - r_0/r)^{-2} - 1]$
6		-1	$\omega_0/(\omega_0 +  \omega )$	$-(\mu_0^2/r^3)$

точке  $r_0$  уменьшается в результате синхронизма двух частот — „механической“  $\omega_0^0(m) = |\gamma| \mu_0/r_0^3$  и „магнитной“  $|\omega| = |\gamma| \mu_0/r^3$ .

Резонансный захват в системе одного или двух магнитных диполей (рис. 1—3) относится к задачам синхронизации объектов с близкими частотами [13]. Полный строгий анализ устойчивости решений таких задач необходимо проводить на основе привлечения методов функций Ляпунова, Четаева [14], путем выбора конкретных моделей диполей [2—5] и построения соответствующих лагранжианов замкнутых систем вещество — поле.

Оставшиеся случаи резонансно-

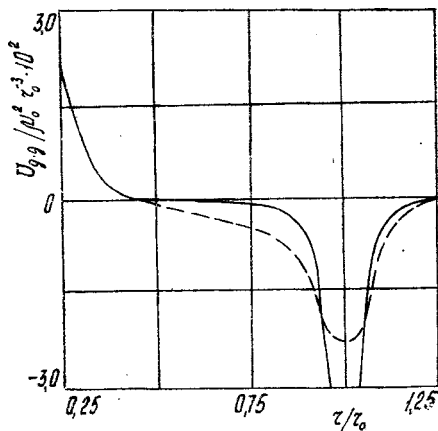


Рис. 2

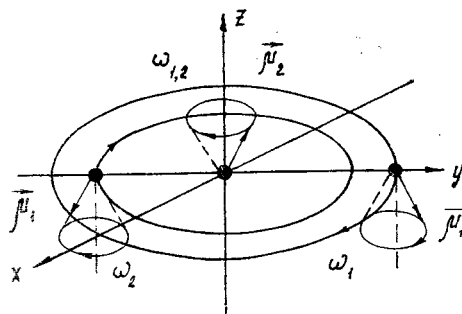


Рис. 3

Рис. 2. Графики усредненной потенциальной энергии двух спиновых частиц  $\mu_1$  и  $\mu_2$ : сплошная линия — без диссипации, пунктир — с учетом диссипации (таблица 1, № 6)

Рис. 3. Возможные устойчивые движения спиновых частиц,  $\omega_1 = 2\omega_{12}$  (таблица 1, № 6),  $\omega_2 = 3\omega_{12}$  (таблица 1, № 5)

го захвата (1—3 табл. 2) тоже могут привести к устойчивости и существенному влиянию на характер движения спиновых частиц, если учесть дополнительные слагаемые из (2) типа кулоновских или гравитационных  $1/r^2$ .

Проведем оценки параметров движения диполей для систем [4, 5] табл. 2 (рис. 2, 3): радиуса орбиты  $r_0$ , частоты вращения и прецессии диполя  $\mu_1$ , времени «жизни» — диссипации  $\tau_r$ . В качестве макродиполей возьмем два сферических образца с параметрами:  $4\pi M_0 = 1750$  Гс,  $\rho = 5$  г/см<sup>3</sup>,  $d/2 = 0,1$  см и частотой собственного вращения  $\omega_c = 2\pi \cdot 10$  Гц, где  $M_0$  — намагниченность,  $\rho$  — плотность,  $d$  — диаметр образцов. Соответственно получим:

$$r_0/(d/2) = (4\pi M_0)^2 / (3\pi \rho d^2 \omega_c^2) \simeq 10^3, \tag{14}$$

$$\omega \simeq 2\pi \cdot 10^{-5} \text{ Гц}, \quad |\gamma| = (r_0/m)^{1/2} \simeq 2\pi \cdot 10 \text{ Гц/э}, \tag{15}$$

$$\tau_r^{(4)} \simeq (c/r_0 \omega)^3 (1/\omega) \simeq 10^{45} \text{ с}, \tag{16}$$

$$\tau_r^{(5)} \simeq (c/r_0 \omega)^2 \tau_r^{(4)} \simeq 10^{71} \text{ с}, \tag{17}$$

где  $\tau_r^{(4)}$  и  $\tau_r^{(5)}$  — времена диссипации [15] в системе излучающих диполей (рис. 3). В случае микродиполей, к примеру электрон-позитрон, радиус орбиты в точности равен классическому радиусу электрона  $r_0 = \gamma^2 m_e = 2,8 \cdot 10^{-13}$  см, и дальнейшее рассмотрение на основе данной приближенной модели теряет смысл.

Автор признателен А. И. Филатову за проявленный интерес к работе и участникам семинара И. М. Тернова за ее обсуждение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика, Механика, М., Наука, 1965, т. 1.
2. Козорез В. В. Изв. АН СССР, сер. МТТ, 1974, № 4, 29.

3. Козорез В. В., Колодаев И. Д. и др. ДАН УССР, сер. А, 1976, № 3, 247.
4. Козорез В. В. Изв. АН СССР, сер. МТГ, 1976, № 1, 8.
5. Козорез В. В. ДАН СССР, 1977, 232, 1055.
6. Тернов И. М., Бордовицын В. А. УФН, 1980, 132, 345.
7. Бордовицын В. А., Бызов Н. Н. Изв. вузов, Физика, 1979, № 3, 107.
8. Тернов И. М., Бордовицын В. А., Разина Г. К. Изв. вузов, Физика, 1981, № 1, 44.
9. Филатов А. И., Широносков В. Г. Изв. вузов, Физика, 1977, № 1, 138.
10. Широносков В. Г. Деп. в ВИНТИ, рег. № 2035-79.
11. Широносков В. Г. ЖТФ, 1983, № 7, 1414.
12. Пейк Дж. Парамагнитный резонанс. М., Мир, 1965.
13. Блехман И. И. Синхронизация в природе и технике. М., Наука, 1981.
14. Меркин Д. Р. Введение в теорию устойчивости движения. М., Наука, 1971.
15. Тамм И. Е. Основы теории электричества. М., Наука, 1976.

Ижевский мединститут

Поступила в редакцию 11.03.84.

УДК 539.12

РЕКАЛО М. П.

### ПРОЯВЛЕНИЕ *P*-НЕЧЕТНЫХ ЯДЕРНЫХ СИЛ В ФОТООБРАЗОВАНИИ ПИОНОВ НА ${}^6\text{Li}$

Исследованы *P*-нечетные эффекты в фотообразовании пионов на ядрах  ${}^6\text{Li}$ ,  $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^+ + {}^6\text{He}$ . Рассмотрены столкновения линейно и циркулярно поляризованных фотонов с поляризованной ядерной мишенью, причем учтена и векторная и тензорная поляризации. Показано, что в общем случае *P*-нечетные эффекты в  $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^+ + {}^6\text{He}$  характеризуются 18 вещественными структурными функциями, которые определяют различные *P*-нечетные асимметрии углового распределения пионов. В свою очередь, структурные функции зависят от различных произведений трех *P*-четных и трех *P*-нечетных амплитуд процесса  $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^+ + {}^6\text{He}$ . Проанализированы *P*-нечетные эффекты у порога реакции  $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^+ + {}^6\text{He}$ . Используя имеющиеся экспериментальные данные о поведении сечения реакции  $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^+ + {}^6\text{He}$  у порога, оценена константа сильного  $\pi^6\text{Li}^6\text{He}$ -взаимодействия.

1. Как известно, *P*-нечетные эффекты в электромагнитных взаимодействиях адронов измерены в двух типах процессов, а именно, при излучении фотонов ядрами [1] и радиационном захвате нейтронов протонами  $n + p \rightarrow d + \gamma$  [2], а также при взаимодействии электронов с адронами: *P*-нечетный поворот плоскости поляризации лазерного света при прохождении его через пары атомарного висмута [3] и *P*-нечетная асимметрия неупругого рассеяния продольно-поляризованных электронов неполяризованными протонами и дейтронами [4]. Теоретический анализ *P*-нечетных эффектов в  $n + p \rightarrow d + \gamma$  затрудняется сложностью спиновой структуры *P*-четной и *P*-нечетной частей амплитуды: в общем случае обе части определяются 18 комплексными амплитудами (каждая часть). И даже у порога (при захвате тепловых нейтронов в *s*-состоянии) «выживают» три *P*-четных и три *P*-нечетных амплитуды. Поэтому для восстановления *P*-нечетной амплитуды процесса  $n + p \rightarrow d + \gamma$  даже у порога необходимы несколько *P*-нечетных поляризационных экспериментов. Наиболее простую спиновую структуру имеет процесс  $\gamma + {}^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^0$  [5], характеризуемый одной *P*-четной и одной *P*-нечетной амплитудами (независимо от энергии фотона и угла образования пиона). Для этого процесса можно указать только два *P*-нечетных эксперимента, а именно, измерение *P*-нечетной  $\sin 2\varphi$