Выражение (П. 3) отвечает фотоэмиссии электронов из заполненных с-состоя-ний, находящихся ниже фр. захвату дырок заряженными с-центрами и электронов нейтральными с-центрами, лежащими по энергии ниже є dp>фp.

Интеграл  $I_1^{b} \approx 0$ , поскольку подынтегральное выражение мало на границах об-ласти интегрирования, а ширина этой области пропорциональна интенсивности *i* при не слишком сильных световых потоках. Это справедливо, пока

 $i < \gamma$ .

 $(\Pi, 5)$ Заселенность центров, расположенных в этой области, почти не изменяется по сравнению с равновесной. Эти центры играют роль эффективных центров рекомби-

нации. Третий член в (П. 1) также мал при выполнении условия (П. 5). В самом деле, подынтегральное выражение мало при  $\varepsilon = \varepsilon^c_{dn}$  и убывает с ростом энергии. Характерная энергия убывания порядка температуры, а малость этого члена связана с малостью функций заполнения в этой области. Это слагаемое описывает интенсивный обмен между зоной проводимости и с-состояниями, на который слабо влияет световое поле.

Таким образом,  $I_1 \approx I_1^a$ . Точно так же можно оценить и второй интеграл в (16).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Roosbroeck W. van, Casey H. C. Phys. Rev., 1972, **B5**, p. 2154. [2] Dobler G. H., Heyszenau H. Phys. Rev. Lett., 1973, **30**, p. 1200. [3] Шик А. Я. ФТП, 1975, 9, с. 2129. [4] Cohen M. H., Fritzche H., Ov-shinsky S. R. Phys. Rev. Lett., 1969, 22, p. 1065. [5] Arnoldussen T. C., Ви-be R. H. J. Appl. Phys., 1972, **43**, p. 1978. [6] Бонч-Бруевич В. Л., Цици-швили Е. Г. Радиотехн. и электроника, 1974, 19, с. 1249.

Поступила в редакцию 16.11.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 5

### УДК 539.123.17

# ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕЧЕТНАЯ АСИММЕТРИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЯДЕР ПРОДОЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

### Б. К. Керимов, А. З. Агаларов, М. Я. Сафин

(кафедра теоретической физики)

1. Существующие опытные данные [1-3] о взаимодействии слабых нейтральных токов (СНТ) электрона и нуклона в целом хорошо согласуются со стандартной моделью электрослабого взаимодействия Глэшоу — Салама — Вайнберга. Однако они относятся только к взаимодействию изоскалярного адронного векторного тока V<sup>00</sup> с аксиальным током электрона  $A_{\mu}^{e}$  (нарушение *P*-четности в атомных переходах [1,2])  $V^{10}_{\mu}$  c  $A^{e}_{\mu}$ и к взаимодействию изовекторного адронного векторного тока (*P*-нечетная право-левая асимметрия сечения глубоко неупругого  $e_{R,L}$  *d*-рассеяния [3]). Информация же о *P*-нечетном взаимодействии адронного аксиально-векторного тока  $A_{\mu}^{00}$  и  $A_{\mu}^{10}$  с векторным СНТ электропрактически отсутствует. В то же время структура адронного  $V_{\mu}^{e}$ на аксиально-векторного тока сильно зависит от калибровочной модели: если в модели ГСВ изоскалярная компонента  $A^{00}_{\mu}$  отсутствует, то в некоторых других моделях с более тяжелыми кварками [4, 5] она есть.

Для более полного выяснения структуры адронного СНТ перспективным представляется исследование поляризационных явлений в электронно-ядерных процессах благодаря широкому выбору ядер-мишеней и переходов в них с различными спин-изоспиновыми характеристиками.

Теоретическое исследование право-левой асимметрии

$$A_{RL} = (d\sigma_R - d\sigma_L) / (d\sigma_R + d\sigma_L), \qquad (1)$$

сечения упругого рассеяния продольно-поляризованных электронов ядрами проводилось в ряде работ [6—8]. В настоящее время готовятся эксперименты по измерению  $A_{RL}$  при рассеянии электронов на углеродной и бериллиевой мишенях [9].

В данной работе мы рассмотрим асимметрию (1) в процессе возбуждения дискретных уровней

$$e^{-}(k, \zeta) + A(J_i, T_i) \rightarrow e^{-}(k', \zeta') + A^*(J_f, T_f)$$
 (2)

ядер произвольного спина  $J_i$  и изоспина  $T_i$  [10]. Здесь k(k') и  $\zeta(\zeta')$  — 4-импульс и спиральность начального (конечного) электрона. Учет возбуждения ядер дает то преимущество, что появляется возможность изучать отдельные составляющие адронного СНТ путем выбора переходов с определенными квантовыми числами. В частности, ниже на примерах возбуждения  ${}^{12}C(0+0 \rightarrow 1+0)$  и  ${}^{12}C(0+0 \rightarrow 1+1)$  показано, что значение  $A_{RL}^{(\mathcal{T}=0)}$ для изоскалярных переходов близко по величине, но противоположно по знаку значению  $A_{RL}^{(\mathcal{T}=1)}$  для изовекторных переходов, особенно в области энергий падающих электронов Е > 500 МэВ, где отношение  $|A_{RL}^{(\mathcal{T}=0)}/A_{RL}^{(\mathcal{T}=1)}|$  приближается к его максимальному значению, определяемому отношением констант изоскалярного и изовекторного адронного векторного тока  $|\beta_{V}^{(0)}/\beta_{V}^{(1)}|$ . Показано также, что величина  $A_{RL}^{(\mathcal{T}=0)}$ при определенных кинематических условиях оказывается очень чувствительной к возможному отклонению от нуля значения константы изоскалярного адронного аксиального тока  $\beta_A^{(0)}$ . Все это дает возможность в принципе получить важную информацию об изоскалярном секторе адронного СНТ.

2. Изотопическая структура электромагнитного  $J_{\mu}^{\gamma}$  и слабого нейтрального адронного  $J_{\mu}^{z}$  токов задается соотношениями

$$J^{\gamma}_{\mu} = V^{00}_{\mu} + V^{10}_{\mu}, \tag{3}$$

$$J^{Z}_{\mu} = \boldsymbol{\beta}^{(0)}_{V} V^{00}_{\mu} + \boldsymbol{\beta}^{(1)}_{V} V^{10}_{\mu} + \boldsymbol{\beta}^{(0)}_{A} A^{00}_{\mu} + \boldsymbol{\beta}^{(1)}_{A} A^{10}_{\mu}, \qquad (4)$$

в которых константы  $\beta_{VA}^{(\mathcal{T})}$  связи изоскалярного ( $\mathcal{T}=0$ ) и изовекторного ( $\mathcal{T}=1$ ) токов зависят от используемой калибровочной модели; в стандартной модели ГСВ они даются выражениями

$$\beta_V^{(0)} = -2x, \ \beta_V^{(1)} = 1 - 2x, \ \beta_A^{(0)} = 0, \ \beta_A^{(1)} = 1, \ g_{Ve} = -1/2 + 2x, \ g_{Ae} = -1/2,$$

где для параметра  $x = \sin^2 \theta_W$  можно использовать среднее мировое значение x = 0,23.

Матричный элемент процесса (2) при  $E \gg m_e$  с учетом взаимодействия СНТ можно представить в виде

$$M_{fi} = \frac{4\pi\alpha}{q^2} \overline{u} \left( k', \, \zeta' \right) \gamma^{\mu} u \left( k, \, \zeta \right) \left\langle f \left| J_{\mu}^{\phi \phi} \right| \, i \right\rangle, \tag{5}$$

где

$$egin{aligned} &\langle f \, | \, J^{
m sp \phi \phi}_{\mu} \, | \, i 
angle &= \langle f \, | \, J^{\gamma}_{\mu} \, | \, i 
angle + 
ho_{\xi} \, \langle f \, | \, J^{\gamma}_{\mu} \, | \, i 
angle, \ &
ho_{\xi} &= 
ho \, (g_{Ve} - \zeta g_{Ae}); \ 
ho &= r G_F q^2 / (2 \pi \, \sqrt{2} \, lpha); \end{aligned}$$

g<sub>ve</sub> и g<sub>Ae</sub> — векторная и аксиально-векторная константы СНТ электрона; r — параметр, связанный со структурой мультиплетов Хиггса.

Воспользовавшись мультипольными разложениями матричных элементов токов  $J_{\mu}^{\nu}$  и  $J_{\mu}^{z}$ , после усреднения по начальным и суммирования

5\*

67

по конечным спиновым состояниям ядра получим следующее выражение для дифференциального сечения процесса (2):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1+\zeta\zeta'}{2} \sigma_{\text{Moit}} \left\{ \Phi_{_{\Im M}} + 2\rho_{\zeta} \left( \Phi_{V}^{^{\text{HHT}}} + \zeta \Phi_{A}^{^{\text{HHT}}} \right) \right\}, \tag{6}$$

в котором

$$\begin{split} \Phi_{\Im M} &= \varphi_L F_L^2 \left( \mathbf{q}^2 \right) + \varphi_T F_T^2 \left( \mathbf{q}^2 \right), \\ \Phi_V^{\mathtt{MHT}} &= \varphi_L \Phi_{LV} \left( \mathbf{q}^2 \right) + \varphi_T \Phi_{TV} \left( \mathbf{q}^2 \right), \\ \Phi_A^{\mathtt{MHT}} &= \varphi_A \Phi_{TA} \left( \mathbf{q}^2 \right), \\ \varphi_L &= q^4 / \mathbf{q}^4, \ \varphi_T = - q^2 / (2\mathbf{q}^2) + \mathbf{tg}^2 \frac{\theta}{2}, \ \varphi_A &= \frac{E + E'}{|\mathbf{q}|} \mathbf{tg}^2 \frac{\theta}{2}. \end{split}$$

Эффективные формфакторы даются формулами

$$F_{L}^{2}(\mathbf{q}^{2}) = \sum_{l} |\tilde{Q}_{Cl}^{(\mathbf{y})}|^{2}, \quad F_{T}^{2}(\mathbf{q}^{2}) = \sum_{l} (|\tilde{Q}_{El}^{(\mathbf{y})}|^{2} + |\tilde{Q}_{Ml}^{(\mathbf{y})}|^{2}).$$

$$\Phi_{LV}(\mathbf{q}^{2}) = \sum_{l} \operatorname{Re} \tilde{Q}_{Cl}^{(\mathbf{y})} \tilde{Q}_{Cl}^{(Z)*},$$

$$\Phi_{TV}(\mathbf{q}^{2}) = \sum_{l} \operatorname{Re} (\tilde{Q}_{El}^{(\mathbf{y})} \tilde{Q}_{El}^{(Z)*} + \tilde{Q}_{Ml}^{\mathbf{y}} \tilde{Q}_{Ml}^{(Z)*}),$$

$$\Phi_{TA}(\mathbf{q}^{2}) = \sum_{l} \operatorname{Re} (\tilde{Q}_{Ml}^{(\mathbf{y})} \tilde{Q}_{5El}^{(Z)*} + \tilde{Q}_{El}^{(\mathbf{y})} \tilde{Q}_{5Ml}^{(Z)*}),$$

где электромагнитные  $\widetilde{Q}_{Xt}^{(\gamma)}$  слабые векторные  $\widetilde{Q}_{Xt}^{(Z)}$  и аксиальновекторные  $\widetilde{Q}_{5Xt}^{(Z)}$  мультиполи определены в соответствии с (3) и (4)  $(X = C, E \lor M)$ :

$$\begin{split} \widetilde{Q}_{Xt}^{(2)} &= \widetilde{Q}_{Xt;00} + \widetilde{Q}_{Xt;10}, \\ \widetilde{Q}_{Xt}^{(Z)} &= \beta_V^{(0)} \cdot \widetilde{Q}_{Xt;00} + \beta_V^{(1)} \cdot \widetilde{Q}_{Xt;10}, \\ \widetilde{Q}_{5Xt}^{(Z)} &= \beta_A^{(0)} \cdot \widetilde{Q}_{5Xt;00} + \beta_A^{(1)} \cdot \widetilde{Q}_{5Xt;10}, \end{split}$$

причем

$$\widetilde{Q}_{(5)Xl}, \mathcal{TM} = C_{T_{l}M_{T}}^{T_{f}M_{T}} \mathcal{TM} (2J_{f}+1)^{-1/2} \langle J_{f}T_{f} \| \widehat{Q}_{(5)Xl}, \mathcal{T} \| J_{i}T_{i} \rangle.$$

Из (6) для право-левой асимметрии (1) сечения процесса (2) найдем

$$A_{RL} = -2\rho \left( g_{Ae} \Phi_V^{\text{\tiny HHT}} - g_{Ve} \Phi_A^{\text{\tiny HHT}} \right) / \Phi_{\text{\tiny SM}}. \tag{7}$$

3. Рассмотрим сначала магнитно-дипольные изовекторный и изоскалярный переходы  ${}^{12}C(0^{+}0 \rightarrow 1^{+}1)$  и  ${}^{12}C(0^{+}0 \rightarrow 1^{+}0)$  с энергиями возбуждения B=15,11 и 12,71 МэВ соответственно. В импульсном приближении в модели гармонического осциллятора будем иметь (l=1)

$$\widetilde{Q}_{M1}; \mathcal{T}0 = \frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{4\pi}} \frac{i\left[\mathbf{q}\right]}{M_N} \left[F_{1N}^{(\mathcal{T})} - \varkappa_N^{(\mathcal{T})}\left(2 - y\right)\right] e^{-y} f_{SN}\left(\mathbf{q}^2\right),$$

$$\widetilde{Q}_{5E1}; \mathcal{T}0 = -\frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{4\pi}} iF_{AN}^{(\mathcal{T})}\left(2 - y\right) e^{-y} f_{SN}\left(\mathbf{q}^2\right).$$
(8)

68

Здесь  $y = \frac{1}{4} a_0^2 \mathbf{q}^2$ ,  $a_0$  — осцилляторный параметр;  $f_{SN}$  — однонуклонный формфактор;  $F_{1N}^{(\mathcal{T})}$ ,  $\varkappa_N^{(\mathcal{T})}$  и  $F_{AN}^{(\mathcal{T})}$  — значения изотопических компонент дираковского, магнитного и аксиального формфакторов нуклона при  $\mathbf{q}^2 = \mathbf{0}$ :  $F_{1N}^{(\mathcal{T})} = 1$ ;  $\varkappa_N^{(0)} = 0.8795$ ;  $\varkappa_N^{(1)} = 4.7059$ ;  $F_{AN}^{(0)} = -1$ ;  $F_{AN}^{(1)} = -1,23$ .

Как видно из приведенных формул, при определенных кинематических условиях в рассматриваемых переходах аномальной четности возможно заметное усиление вклада в  $A_{RL}^{(\mathcal{J})}$  от аксиального адронного тока ( $-g_{Ve}\beta_A^{(\mathcal{J})}$ ). Подобное усиление является существенным ввиду малости значения векторной константы электронного СНТ:  $g_{Ve} = -0,04$  при x = 0,23. Этот эффект  $q_{5}$ 

отклоне-

Рис. 1. Угловая зависимость право-левой асимметрии при возбуждении ядра  ${}^{12}$ С (0+0→1+0) продольно-поляризованными электронами: 1 — —  $A_{RL}^{(\mathcal{T}=0)} \times 10^6$ , E=50 МэВ.  $2-A_{RL}^{(\mathcal{T}=0)} \times$  $\times 10^4$ , E=250 МэВ. Для  $\beta_A^{(0)}=0$ : x=0.23(сплошные кривые), 0,24 (штриховые с крестом), 0,22 (штриховые с точкой). Точечные и штриховые кривые соответствуют x=0.23 и 0,22 при  $\beta_A^{(0)}=0,1$ . Штриховая кривая с двумя точками соответствует экспериментальным значениям параметров  $g_{Ve,Ae}$  и  $\beta_{VA}^{(\mathcal{T})}$  [11]

возможного

ния от нуля значения константы изо-

установления



скалярного аксиального адронного СНТ ва Последнее хорошо видно из рис. 1: при энергии электронов E=50 МэВ изменение величины в случае  $\beta_{A'}^{w} = 0,1$  (пунктирная кривая 1) по сравнению со стандартным вариантом  $\beta_{A}^{(0)} = 0$  и x = 0.23 (оплошист же изменение значений  $\beta_A^{(0)} = 0,1$  и x = 0,22 приводит к еще более сущеповедения  $A_{RL}^{(\mathcal{T})}$ =0) ственному качественному изменению (штриховая кривая 1). При более высоких энергиях электронов влияние  $\beta_A^{(0)}$ уменьшается. Как видно из рис. 1 и 2, влияние изменения параметра x на 0,01 относительно значения x = 0,23 слабо зависит от энергии падающих электронов и составляет около 10% как для изоскалярного,  $\beta_A^{(0)}$ так и для изовекторного переходов. Отклонение же значения от нуля приводит в изоскалярных переходах к заметному проявлению структурных эффектов вблизи дифракционного минимума формфакторов.

Обратимся теперь к изоскалярному переходу <sup>6</sup>Li(1+0→2+0), в амплитуду которого дают вклад значительно большее число мультипольных моментов. В рамках модели гармонического осциллятора найдем

$$\widetilde{Q}_{C2;0} = \frac{0,96}{\sqrt{4\pi}} F_{1N}^{(0)} y e^{-y} f_{SN} (\mathbf{q}^2),$$
  
$$\widetilde{Q}_{M1;0} = \frac{0,17}{\sqrt{4\pi}} \frac{i |\mathbf{q}|}{M_N} [F_{1N}^{(0)} + 2,74\varkappa_N^{(0)} (1 - 0,92y)] e^{-y} f_{SN} (\mathbf{q}^2),$$

69

$$\widetilde{Q}_{M3;0} = \frac{0.26}{\sqrt{4\pi}} \frac{i|\mathbf{q}|}{M_N} \varkappa_N^{(0)} y e^{-y} f_{SN}(\mathbf{q}^2),$$

$$\widetilde{Q}_{5E1;0} = \frac{0.93}{\sqrt{4\pi}} i F_{AN}^{(0)} (1 - 0.92y) e^{-y} f_{SN}(\mathbf{q}^2),$$

$$\widetilde{Q}_{5E3;0} = \frac{0.52}{\sqrt{4\pi}} i F_{AN}^{(0)} y e^{-y} f_{SN}(\mathbf{q}^2).$$
(9)

Вычисленная из (7) и (9) угловая зависимость  $A_{RL}^{(\mathcal{T}=0)}$  при трех энергиях падающих электронов показана на рис. 3. Как и в предыду- $\beta_A^{(0)}$  $^{12}C(0+0 \rightarrow 1+0)$ , влияние параметра щем случае возбуждения



Рис. 2. Угловая зависимость  $A_{RL}^{(\mathcal{T}=1)}$ при возбуждении ядра <sup>12</sup>С(0+0  $\rightarrow$   $\rightarrow$  1+1):  $1 - A_{RL}^{(\mathcal{T}=1)} \times 10^5$ , E ==50 M3B, 2 H $3 - A_{BL}^{(\mathcal{T}=1)} \times 10^4$ , E=250 и 450 МэВ. Остальные обо-значения те же, что и на рис. 1



=500 МэВ. Остальные обозначения те же, что и на рис. 1

наиболее сильно сказывается на A<sub>RL</sub> при энергиях E≤100 МэВ: при  $\theta \approx 180^{\circ}$  отклонение значения  $\beta_A^{(0)}$ от нуля приводит к заметному качественному изменению хода кривых.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Барков Л. М., Золотарев М. С. Письма в ЖЭТФ, 1978, 27, с. 379. [2] Вискяваит Р. Н., Соттвя Е. D., Hunter L. R. Phys. Rev. Lett., 1981, 46, р. 640; Hollister J. H. et al. Ibid., р. 643. [3] Prescott C. Y. et al. Phys. Lett., 1978, 77B, р. 347; 1979, 84B, р. 524. [4] Lee B. W., Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1977, 38, р. 1237. [5] Gursey G., Sikivie P. Phys. Rev., 1977, D 16, р. 816. [6] Feinberg G. Phys. Rev., 1975, D 12, р. 3575. [7] Walecka J. D. Nucl. Phys., 1977, A 285, р. 349. Fischer-Waetzmann M. Z. Phys., 1981, A 302, р. 15. [8] Керимов Б. К. и др. Тез. докл. 32-го Всесоюз. совеш. по ядерн. спектр. и структ. атомн. ядра. Л.: Наука, 1982, с. 397; Изв. АН КазССР, сер. физ-матем., 1983, № 4, с. 15. [9] Аһгепя J. et al. In: High Energy Spin Physics—1982. AIP Conferen-се Proc., N. Y., 1983, N 95, р. 159. Souder P. et al. Ibid., р. 574. [10] Агала-ров А. З., Керимов Б. К., Сафин М. Я. Тез. докл. 33-го Всесоюз. совеш. по ядерн. спектр. и структ. атомн. ядра. Л.: Наука, 1983, с. 494. [11] Вед М. А., Sir-lin A. Phys. Rep., 1982, 88, р. 1. Поступила в редакцию

Поступила в редакцию 21.11.83