ЛИТЕРАТУРА

[1] Akimov V. V. et al.//Proc. 11 ICRC. Budapest, 1969. OG-99; [2] Vernov S. N. et al.//Proc. 17 ICRC. Paris, 1981. V. 8. P. 49. [3] Григоров Н. Л.//Ядерная физика. 1990. 51. С. 157; Григоров Н. Л.//Письма в ЖЭТФ. 1989. 49. С. 71. [4] Иваненко И. П., Шестоперов В. Я. и др. Препринт НИИЯФ МГУ 88-44/65. М., 1988; Иваненко И. П. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1988. 48. С. 436. [5] Иваненко И. П., Шестоперов В. Я. и др. Препринт НИИЯФ МГУ 89-29/106. М., 1989. [6] Иваненко И. П., Шестоперов В. Я. и др. Препринт НИИЯФ МГУ 90-36/182. М., 1990.

Поступила в редакцию
02.04.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 3

УДК 539.172

# АНАЛИЗ ДВАЖДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ ФОТОЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ ($\gamma$, $n$) НА ЯДРАХ Au и Bi В ФОРМАЛИЗМЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ КОМПАУНД-ПРОЦЕССОВ

**Ф. А. Живописцев, В. А. Иванов, С. А. Абдель-Мунем *)**
*(кафедра общей ядерной физики)*

**В рамках модернизированной квантовой модели распада МГР с учетом спинов разработана программа расчета дважды дифференциального сечения эмиссии нейтронов из реакции ($\gamma$, $n$) при энергиях налетающих $\gamma$-квантов в области гигантского дипольного резонанса. Данная модель не содержит свободных параметров и не использует величины сечения обратной реакции при расчете спектра эмиссии нейтронов. Проведен расчет энергетических и угловых распределений фотонейтронов из Bi($\gamma$, $n$) и Au($\gamma$, $n$) реакций при энергиях тормозных $\gamma$-квантов $E_{\gamma\,max}$=14,2; 14,9 и 20 МэВ. Получено удовлетворительное согласие с имеющимися в литературе экспериментальными данными.**

## 1. Введение

Теоретическое исследование энергетических спектров фотонуклонов в работах [1, 2] проводилось в рамках феноменологической экситонной модели без учета спинов, при этом использовалась ненаблюдаемая величина сечения обратной реакции на возбужденном ядре при расчете нуклонных распадных ширин на всех стадиях многоступенчатого процесса эмиссии, что некорректно для оценки неравновесной эмиссии. Роль экситонной модели в настоящее время сводится в основном к параметризации данных и может претендовать на описание небольших отклонений от равновесного спектра [3].

## 2. Расчетный формализм

В рамках квантовой модели распада мультипольного гигантского резонанса (МГР) в формализме статистических многоступенчатых компаунд-процессов (СМКП) [2, 4, 5] разработан модернизированный вариант модели и проведены расчеты угловых распределений и энергетических спектров фотонейтронов для ядер с $A \geqslant 100$ и энергии $\gamma$-квантов в области гигантского дипольного резонанса (ГДР) $\varepsilon_\gamma \leqslant 30$ МэВ (тормозной спектр $\gamma$-квантов). Для тяжелых ядер испускание прото-

*) Ирак.

нов в области ГДР сильно подавлено из-за кулоновского барьера. Вклад реакции с вылетом фотопротонов в полное сечение поглощения $\sigma_{abs}(\varepsilon_\gamma)$ составляет менее 10%. По этой причине ниже мы будем пренебрегать вкладами процессов, связанных с эмиссией протонов. В этом случае

$$\sigma_{abs}(\varepsilon_\gamma) \simeq \sigma_\gamma^{(E1)}(\varepsilon_\gamma) \simeq \sigma_{\gamma,n}(\varepsilon_\gamma) + \sigma_{\gamma,2n}(\varepsilon_\gamma) = \sigma_{\gamma,n}^{(\text{СМКП})}(\varepsilon_\gamma).$$

Дважды дифференциальное сечение фотоядерной реакции (в формализме СМКП) определяется следующим выражением при учете спинов [3]:

$$d^2\sigma_{\gamma,n}^{(\text{СМКП})}(\varepsilon_\gamma, \varepsilon_n, \Omega_n)/d\varepsilon_n\, d\Omega_n = (2(2I_A+1))^{-1} \sum_{L=0}^{\infty} B_L^{(\text{СМКП})} \cdot P_L(\cos\theta_n), \quad (1)$$

где

$$B_L^{(\text{СМКП})} = \sum_{J,\pi,l_n,s',j_n,I_B} (-1)^{s'-I_A+1} \frac{(i)^L}{4\pi} Z_\gamma(1J1J;\ I_A L) \times$$

$$\times Z(l_n J l_n J;\ s'L)\, d\sigma_{\gamma,n}^{(\text{СМКП})}(\varepsilon_\gamma, \varepsilon_n, l_n, s', j_n, I_B, J, \pi)/d\varepsilon_n,$$

$$Z_\gamma(abcd;\ ef) = [(2a+1)(2b+1)(2c+1)(2d+1)]^{1/2} \times$$

$$\times W(abcd;\ ef)(a\ -1\ c\ 1|f0),$$

$W(abcd;\ ef)$ — коэффициент Рака, $(j_1m_1j_2m_2|jm)$ — коэффициент векторного сложения; $P_L(\cos\theta)$ — полином Лежандра;

$$d\sigma_{\gamma,n}^{(\text{СМКП})}(\varepsilon_\gamma, \varepsilon_n, l_n, s', j_n, I_B, J, \pi)/d\varepsilon_n = \sigma_\gamma^{(E1)}(\varepsilon_\gamma, J, \pi) \times$$

$$\times \left\{ \frac{\Gamma_{d,n}^{\uparrow}(\varepsilon_\gamma, \varepsilon_n, l_n, s', j_n, J, \pi)}{\Gamma_d(\varepsilon_\gamma, J, \pi)} + \right.$$

$$\left. + \sum_{N=4}^{\overline{N}} \frac{\Gamma_{N,n}^{\uparrow}(\varepsilon_n, l_n, s', j_n, J, \pi)}{\Gamma_N(\varepsilon_\gamma, J, \pi)} \cdot \frac{\Gamma_d^{\uparrow}(\varepsilon_\gamma, J, \pi)}{\Gamma_d(\varepsilon_\gamma, J, \pi)} \prod_{K=4}^{N-2} \frac{\Gamma_K^{\downarrow}(\varepsilon_\gamma, J, \pi)}{\Gamma_K(\varepsilon_\gamma, J, \pi)} \right\}, \quad (2)$$

$$\Gamma_{N,b}^{\uparrow}(\varepsilon_b, l_b, s', j_b, J, \pi) = 2\pi \cdot \overline{V}_{bb}^2 \{\rho_{N,b}^{f_+}(U_B) R_{N+1}(I_B, \pi_B) +$$

$$+ \rho_{N,b}^{f_0}(U_B) R_{N-1}(I_B, \pi_B) + \rho_{N,b}^{f_-}(U_B) R_{N-3}(I_B, \pi_B)\} \times$$

$$\times \delta_{\pi_B, \pi\cdot(-1)^{l_b}} \rho(j_b, \varepsilon_b) \cdot \mathcal{P}_{l_b}(\varepsilon_b), \quad b = n, p; \quad (3а)$$

$$\Gamma_N^{\downarrow}(\varepsilon_\gamma, J, \pi) = 2\pi \cdot \overline{V}_{bb}^2 \rho_N^{+}(\varepsilon_\gamma) R_{N+2}(J, \pi); \quad (3б)$$

$$\Gamma_N^{\uparrow}(\varepsilon_\gamma, J, \pi) = \sum_{b=n,p} \int_0^{\varepsilon_\gamma - B_b} d\varepsilon_b \Gamma_{N,b}^{\uparrow}(\varepsilon_b, l_b, s', j_b, J, \pi), \quad (3в)$$

$B_b$ — энергия связи частицы типа $b = n, p$ в ядре $A$;

$$\Gamma_N(\varepsilon_\gamma, J, \pi) = \Gamma_N^{\uparrow}(\varepsilon_\gamma, J, \pi) + \Gamma_N^{\downarrow}(\varepsilon_\gamma, J, \pi). \quad (3г)$$

Парциальная распадная ширина (с эмиссией частицы типа $b$) с учетом спинов определяется следующим выражением:

$$\Gamma_{d,b}^{\uparrow}(\varepsilon_b, l_b, s', j_b, \varepsilon_\gamma, J, \pi) = 2\pi \overline{V}_d^2 \{\rho_{2,b}^{f_+}(U_B) R_3(I_B, \pi_B) +$$

$$+\rho_{2,b}^{f_0}(U_B)\,R_1(I_B,\ \pi_B)\}\ \delta_{\pi_B,\pi(-1)^{l_B}}\rho(j_b,\ \varepsilon_b)\,\mathcal{P}_{l_b}(\varepsilon_b), \tag{3д}$$

$$\Gamma_d^{\downarrow}(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)=2\pi\overline{V}_d^2\rho_2^{+}(\varepsilon_\gamma)\,R_4(J,\ \pi), \tag{3е}$$

$$\Gamma_d^{\uparrow}(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)=\sum_{b=p,n}\int_0^{\varepsilon_\gamma-B_b}d\varepsilon_b\Gamma_{d,b}^{\uparrow}(\varepsilon_b,\ l_b,\ s',\ j_b,\ \varepsilon_b,\ J,\ \pi), \tag{3ж}$$

$$\Gamma_d(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)=\Gamma_d^{\downarrow}(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)+\Gamma_d^{\uparrow}(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi), \tag{3з}$$

$\mathcal{P}_{l_b}(\varepsilon_b)$ — проницаемость; $R_N(J,\ \pi)$ — спиновая функция:

$$R_N(J,\ \pi)=\frac{1}{2}\frac{(2J+1)}{\sqrt{\pi}N^{3/2}\sigma^3}\exp\left\{-\frac{(J+1/2)^2}{N\sigma^2}\right\},$$

где $N$ — число экситонов в промежуточном состоянии.

С условием нормировки

$$\sum_{J,\pi}(2J+1)\,R_N(J,\ \pi)=1$$

$\sigma=0{,}57\,A^{1/3}$ при $A\gg1$. Средний квадрат матричного элемента $\overline{V}_d^2$ извлекался из данных о ширине гигантского дипольного резонанса для конкретного ядра [6]. Найденное таким образом значение, например, для ядер $A\geqslant100$ $\overline{V}_d^2\simeq50\div55A^{-3}$ МэВ$^2$.

При данном определении $\overline{V}_d^2$ учитывается коллективный характер ГДР ($\psi_d$).

Выполнив интегрирование по $d\Omega_n$ в (1), для энергетического спектра фотонейтронов имеем

$$d\sigma_{\gamma,n}^{(\text{СМКП})}(\varepsilon_\gamma,\ \varepsilon_n)/d\varepsilon_n=\sum_{J,\pi,l_n,s',j_n,I_B}(2J+1)\times$$

$$\times\frac{1}{2(2I_A+1)}\,d\sigma_{\gamma,n}^{(\text{СМКП})}(\varepsilon_\gamma,\ \varepsilon_n,\ l_n,\ s',\ j_n,\ I_B,\ J,\ \pi)\,d\varepsilon_n. \tag{4}$$

В формулах (3) использовались выражения для плотностей допустимых состояний промежуточного и конечного ядер [7]:

$$\rho_N^{+}(\varepsilon_\gamma)=g^3\frac{(\varepsilon_{\gamma p_n+1,h_n+1})^2}{2(N+1)}\cdot[\varepsilon_{\gamma p_n+1,h_n+1}/\varepsilon_{\gamma p_n,h_n}]^{N-1},\quad N=2n=p_n+h_n;$$

$$\rho(j_b,\ \varepsilon_b)=\frac{m_bk_b}{\hbar^2}\,\frac{R}{\pi}\,\frac{1}{k_b^2},$$

при этом

$$\sum_{j_b}(2j_b+1)\,\rho(j_b,\ \varepsilon_b)=\frac{m_bk_bV(2s_b+1)}{2\pi^2\hbar^2}\equiv\rho_b(\varepsilon_b)(2s_b+1);$$

$$\rho_{N,b}^{f_+}(U_B)\equiv\rho_N^{f_+}(U_B)=\frac{h_n}{N}\,g^2\varepsilon_{\gamma p_h,h_n}\cdot(U_{Bp_n,h_n+1}/\varepsilon_{\gamma p_n,h_n})^N,$$

$$\rho_{N,b}^{f_0}(U_B)=p_n\left(h_n+\frac{p_n-1}{2}\right)g\left(\frac{U_{Bp_n-1,h_n}}{\varepsilon_{\gamma p_n,h_n}}\right)^{N-2}\times$$

$$\times[(N-1)-(N-2)(U_{Bp_n-1,h_n}/\varepsilon_{\gamma p_n,h_n})],$$

$$\rho^{f}_{N,b}(U_B)=\frac{p_n(p_n-1)h_n}{4\varepsilon_{\gamma p_n,h_n}}\frac{!(N-1)!}{(N-4)!}\left(U_{Bp_n-2,h_n-1}/\varepsilon_{\gamma p_n,h_n}\right)^{N-4}\times$$
$$\times[1-(U_{Bp_n-2,h_n-1}/\varepsilon_{\gamma p_n,h_n})]^2,$$

где

$$A_{p,h}=(p^2+p+h^2-3h)/4g,$$
$$\varepsilon_{\gamma p,h}=\varepsilon_\gamma-A_{p,h},$$
$$U_{Bp,h}=\varepsilon_\gamma-B_b-\varepsilon_b-A_{p,h},$$
$$\overline{N}=\sqrt{2g\varepsilon_\gamma};\ g=A/13{,}3\ \text{МэВ}^{-1},$$
$$\rho^{f(\Delta n)}_{N,b}(U_B)\equiv\rho^{f(\Delta n)}_{N}(U_B),\quad b=p,\ n.$$

Средний квадрат матричного элемента извлекался из анализа реакций с нуклонами в рамках экситонно-фононной модели СМКП и СМПП [7]:

$$\overline{V}^2_{bb}=400A^{-8/3}\ \text{МэВ}^2.$$

При этом $d\sigma^{(\text{СМКП})}_{\gamma,n}(\varepsilon_\gamma,\ \varepsilon_n)/d\varepsilon_n$ в формализме СМКП согласно соотношениям (2), (3) не зависит от конкретного значения $\overline{V}^2_{bb}$, что является особенностью формализма СМКП по сравнению с феноменологической моделью предравновесного распада, в которой $\overline{V}^2$ является подгоночным параметром. Полное фотонейтронное сечение $\sigma^{(E1)}_{\gamma(n)}(\varepsilon_\gamma)=\sigma_{\gamma,n}(\varepsilon_\gamma)+\sigma_{\gamma,2n}(\varepsilon_\gamma)$ описывалось резонансными кривыми Лоренца с параметрами $\{E_{mi},\ \sigma_{mi},\ \Gamma_i\}$, приведенными в [8]:

$$\sigma^{(E1)}_{\gamma(n)}(\varepsilon_\gamma)=\sum_i\sigma_{mi}/\{1+[(\varepsilon^2_\gamma-E^2_{mi})^2/\varepsilon^2_\gamma\Gamma^2_i]\};$$

для сферических ядер $i=1$, для деформированных ядер $i=1,\ 2$.

При учете внутриядерных переходов с $\Delta N=-2{,}0$ в СМКП для $d\sigma^{(\text{СМКП})}_{\gamma,n}(\varepsilon_\gamma,\ \varepsilon_n,\ J,\ \pi)/d\varepsilon_n$ имеем

$$d\sigma^{(\text{СМКП})}_{\gamma,n}(\varepsilon_\gamma,\ \varepsilon_n,\ l_n,\ s',\ j_n,\ I_B,\ J,\ \pi)/d\varepsilon_n=\sigma^{(E1)}_\gamma(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)\times$$
$$\times\sum_{N=2}^{\overline{N}}\tau_N(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)\,\Gamma^{\uparrow}_{N,n}(\varepsilon_n,\ l_n,\ s',\ j_n,\ I_B,\ J,\ \pi),$$

где $\tau_N(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)$ находятся из решения системы уравнений

$$-\delta_{N,2}=\Gamma^{+}_{N-2}(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)\,\tau_{N-2}(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)+\Gamma^{-}_{N+2}(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)\times$$
$$\times\tau_{N+2}(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)-\Gamma_N(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)\,\tau_N(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi),$$
$$\Gamma^{-}_2(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)=\Gamma^{+}_{\overline{N}}(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)=\Gamma^{-}_{\overline{N}+2}(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)=0,\ N=2,\ 4,\ \ldots,\ \overline{N},$$

где

$$\Gamma_N(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)=\Gamma^{+}_N(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)+\Gamma^{-}_N(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)+\Gamma^{\uparrow}_N(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi),$$
$$\Gamma^{\uparrow}_N(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)=\Gamma^{\uparrow}_{N,n}(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)+\Gamma^{\uparrow}_{N,p}(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi),$$
$$\Gamma^{+}_N(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)=2\pi\overline{V}^2_{bb}(\varepsilon_\gamma)\,\rho^{+}_N(\varepsilon_\gamma)\,R_{N+2}(J,\ \pi),\quad N>2,$$
$$\Gamma^{-}_N(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)=2\pi\overline{V}^2_{bb}(\varepsilon_\gamma)\,\rho^{-}_N(\varepsilon_\gamma)\,R_{N-2}(J,\ \pi),\quad N>2,$$
$$\rho^{-}_N(\varepsilon_\gamma)=(1/2)\,p_nh_n\,(N-2)\,(\varepsilon_{\gamma p_n-1,h_n-1}/\varepsilon_{\gamma p_n,h_n})^{N-1},$$
$$\Gamma^{+}_2(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)=\Gamma^{\downarrow}_d(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi);\ \Gamma_2(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi)=\Gamma_d(\varepsilon_\gamma,\ J,\ \pi).$$

В рамках предложенного выше формализма СМКП в фотоядерных реакциях выполнены расчеты угловых и энергетических спектров фотонейтронов для ядер $^{197}$Au, $^{209}$Bi при разных $\theta_n$ и $E_\gamma^{max} \leqslant 30$ МэВ [9, 10].

## 3. Заключение

Анализ дважды дифференциальных сечений фотоядерной реакции в рамках формализма СМКП с учетом спина показал удовлетворительное описание экспериментальных данных [9, 10] (рис. 1, 2). Из резуль-

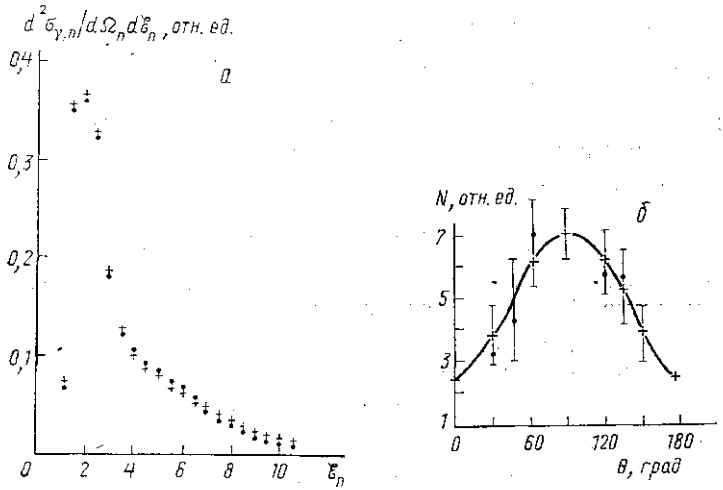


Рис. 1. Спектр (*а*) и угловое распределение (*б*) фотонейтронов для ядра $^{209}$Bi при $E_\gamma^{max}=20$ МэВ и $\theta_n=90°$: крестики — теория, кружочки — эксперимент [9, 10]

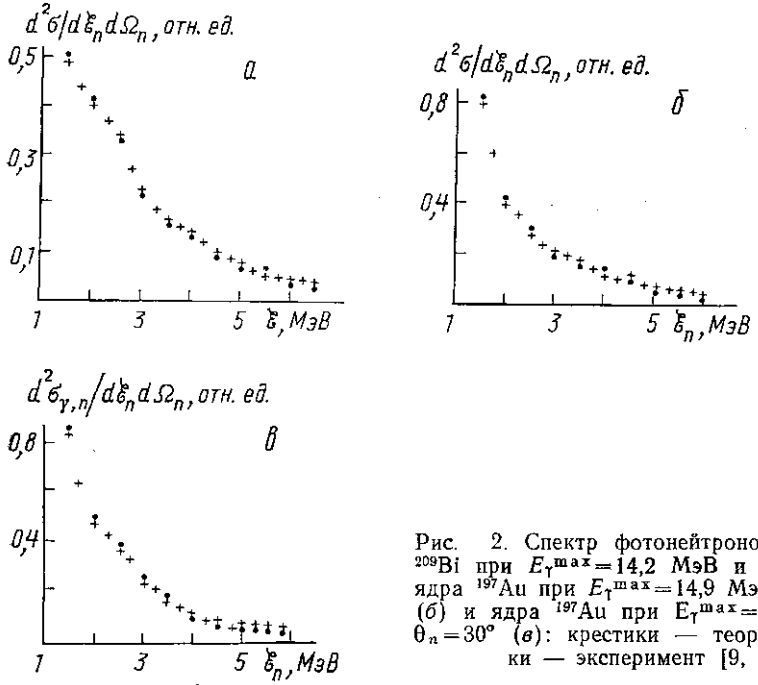


Рис. 2. Спектр фотонейтронов для ядра $^{209}$Bi при $E_\gamma^{max}=14{,}2$ МэВ и $\theta_n=90°$ (*а*), ядра $^{197}$Au при $E_\gamma^{max}=14{,}9$ МэВ и $\theta_n=90°$ (*б*) и ядра $^{197}$Au при $E_\gamma^{max}=14{,}9$ МэВ и $\theta_n=30°$ (*в*): крестики — теория, кружочки — эксперимент [9, 10]

татов анализа спектра фотонейтронов (угловые и энергетические распределения) видно, что в данном подходе удается неплохо воспроизвести экспериментальные спектры фотонейтронов только с учетом спинов в рамках квантового формализма СМКП, не содержащего свободных параметров и не использующего величины сечения обратной реакции при расчете спектра эмиссии нейтронов. Предложенный формализм СМКП при дополнительном учете изотопического спина может быть использован для описания спектра фотонейтронов в $(\gamma, p)$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Лукьянов В. К., Селиверстов В. А., Тонеев В. Д.//Ядерная физика. 1975. **21**, № 5. С. 992. [2] Живописцев Ф. А., Ишханов Б. С., Орлин В. Н., Шведунов В. И.//Ядерная физика. 1977. **26**, № 4. С. 754. [3] Живописцев Ф. А., Кэбин Э. И., Сухаревский В. Г. Предравновесные ядерные реакции. Ч. III. М., 1986. [4] Живописцев Ф. А., Шитикова К. В., Лукашев А. В.//Ядерная физика. 1976. **23**, № 3. С. 557. [5] Zhivopistsev F. A., Shitikova K. V.//Czech. J. Phys. 1979. **B29**. P. 1200; Deb A. K., Zhivopistsev F. A.//Czech. J. Phys. 1984. **B34**. P. 1297. [6] Bertsch G. F., Bortignon P. F., Broglia R. A.//Rev. Mod. Phys. 1983. **55**, N 1. P. 287; Bertrand F. E. //Nucl. Phys. 1981. **A384**. P. 129. [7] Kalka H., Seeliger D., Zhivopistsev F. A.//Z. f. Phys. A: A. & N. 1988. **329**. P. 331. [8] Dietrich S., Berman B.// Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1988. **38**. P. 199. [9] Лепесткин А. И.// Ядерная физика, 1968. **8**. № 3. С. 540 [10] Зацепко Г. Н., Игонин В. В., Лазарева П. Е., Лепесткин А. И.//Ядерные реакции при малых и средних энергиях: Тр. II Всесоюз. конф. М., 1960. С. 479.

Поступила в редакцию
08.06.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 3

## РАДИОФИЗИКА

УДК 621.385.69

# ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ОНДУЛЯТОРЫ ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ВИНТОВЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

**А. Ф. Александров, В. А. Кубарев, А. В. Луговской**
*(кафедра физической электроники)*

**Для формирования винтовых электронных пучков предлагается использовать электростатические ондуляторы с резонансным ведущим магнитным полем. Развита аналитическая методика для расчета и оптимизации параметров плоских конструкций с плоскостью зеркальной симметрии.**

Винтовые электронные пучки широко применяются для генерации и усиления электромагнитного излучения в устройствах с поперечным взаимодействием — от гиротронов до мазеров и лазеров на свободных электронах [1—3]. Наиболее часто для их формирования используются магнетронно-инжекторные пушки [1] и магнитные ондуляторы различных конструкций [3]. Еще одна возможность заключается в использовании электростатических ондуляторов (ЭСО), создающих в области транспортировки электронного пучка пространственно-периодическое электрическое поле, поперечное к направлению ведущего магнитного поля. При этом оказывается, что использование режима резонансной накачки, когда релятивистская циклотронная частота электронов близка к их баунс-частоте в ондуляторе, позволяет существенно снизить требуемую напряженность электрического поля и сделать ЭСО техни-