

Б. Т. ГЕЙЛИКМАН

К КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 15 I 1953)

В настоящей работе исследуется мезонное поле, взаимодействующее с тяжелыми частицами при условии  $g^2 / \hbar c \gg 1$ . Гамильтониан в случае одной бесконечно тяжелой протяженной частицы и мезонного поля с нулевым спином имеет вид:

$$H = \frac{1}{2} \int \sum_{\alpha=1}^3 (\Pi_{\alpha}^2 + c^2 (\nabla \Phi_{\alpha})^2 + c^2 \kappa^2 \Phi_{\alpha}^2 - 2 \sqrt{4\pi} g c O_{\alpha} \Phi_{\alpha}) dr. \quad (1)$$

Для скалярного поля  $O_{\alpha} = \tau_z U(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)$ , для псевдоскалярного  $O_{\alpha} = (\tau / \kappa) (\mathbf{z}, \nabla U)$ ;  $\tau_{1,2} = \tau_{x,y}$ ;  $\tau_3 = [(g' / g) + (g'' / g) \tau_z]$ ;  $U(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)$  — функция источника;  $[\int r^{-1} U(\mathbf{r}') U(\mathbf{r}'') d\mathbf{r}' d\mathbf{r}'']^{-1} = a$  — «радиус» тяжелой частицы ( $a \ll \kappa^{-1}$ ).

Уравнения поля имеют вид:  $\square \Phi_{\alpha} - \kappa^2 \Phi_{\alpha} = - (g / c) \sqrt{4\pi} O_{\alpha}$ .

Предположим, что в случае сильной связи  $\Phi_{\alpha}$  можно представить в виде суммы большого классического и малого операторного слагаемых. Чтобы правильно выбрать классическую часть  $\Phi_{\alpha}$ , рассмотрим сначала гамильтониан (1), в котором  $\Phi_{\alpha}$  заменены классическими величинами  $\varphi_{\alpha}^0$ , не зависящими от  $t$  ( $\dot{\varphi}_{\alpha}^0 = 0$ ).  $\psi$ -функция системы при этом, очевидно, не зависит от координат осцилляторов поля  $q_k$ , а лишь от переменной обычного и изотопического спина  $s$ .

Потребуем, чтобы поле  $\varphi_{\alpha}^0$  минимизировало энергию системы  $E^0$ . Тогда из условия  $\delta E^0 = \delta \{ (\psi^*(s), H^0 \psi(s)) \cdot (\psi^*, \psi)^{-1} \} = 0$  получаем уравнения поля  $\Delta \varphi_{\alpha}^0 - \kappa^2 \varphi_{\alpha}^0 = (-g / c) \sqrt{4\pi} \langle O_{\alpha} \rangle_{\text{ср}}$ . Здесь

$$H^0 = \frac{c^2}{2} \int \sum [(\nabla \varphi_{\alpha}^0)^2 + \kappa^2 (\varphi_{\alpha}^0)^2 - 2 \sqrt{4\pi} (g / c) O_{\alpha} \varphi_{\alpha}^0] dr$$

и  $\langle O_{\alpha} \rangle_{\text{ср}} = (\psi^{*0}, O_{\alpha} \psi^0) \cdot (\psi^{*0}, \psi^0)^{-1}$ . Уравнение Шредингера для  $\psi^0$  при  $H = H^0$  имеет вид:  $H^0 \psi^0 = E^0 \psi^0$ ;  $\psi^0(s, t) = \psi^0(s) e^{-iE^0 t / \hbar}$ .

Подставим решение уравнения для  $\varphi_{\alpha}^0$

$$\varphi_{\alpha}^0 = (g / c \sqrt{4\pi}) \int G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \langle O_{\alpha}(\mathbf{r}') \rangle d\mathbf{r}' \quad (G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = e^{-\kappa |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \cdot |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{-1}) \quad (2)$$

в уравнение  $H^0 \psi^0 = E^0 \psi^0$ :

$$\left\{ \frac{g^2}{2} \int \sum_{\alpha} [\langle O_{\alpha}(\mathbf{r}) \rangle - 2 O_{\alpha}(\mathbf{r})] \langle O_{\alpha}(\mathbf{r}') \rangle G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \right\} \psi^0 = E^0 \psi^0; \quad (3)$$

(3) представляет систему из четырех нелинейных уравнений для псевдоскалярного поля (и двух для скалярного) для четырех (двух) ком-

поинт  $\psi^0$ . Решив эту систему, мы найдем собственные функции  $\psi_\lambda^0$  и (из равенства результата нулю) собственные значения  $E_\lambda^0$ :

$$E_\lambda^0 = -\frac{g^2}{2} \int \sum_\alpha |O_\alpha(\mathbf{r})|_{\lambda\lambda} |O_\alpha(\mathbf{r}')|_{\lambda\lambda} G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}'; \quad |O_\alpha|_{\lambda\lambda} = \langle O_\alpha \rangle \text{ с } \psi^0 = \psi_\lambda^0. \quad (4)$$

Очевидно,  $(E_\lambda^0)_{nc} \approx g^2 / \kappa^2 a^3$ ;  $(E_\lambda^0)_{ck} \approx g^2 / a$ .

Если известны  $\psi_\lambda^0$ , можно образовать из  $H^0$  различные гамильтонианы  $H_\lambda^0$ , подставляя в  $H^0$  (см. (3))  $|O_\alpha|_{\lambda\lambda}$  вместо  $\langle O_\alpha \rangle$ .

Каждому уравнению  $H_\lambda^0 \psi_{\lambda\mu}^0 = E_{\lambda\mu}^0 \psi_{\lambda\mu}^0$  соответствует полная ортогональная система четырех (двух) функций  $\psi_{\lambda\mu}^0$  ( $\mu = \lambda, \dots, \lambda + 3$  ( $\lambda + 1$ );  $\psi_{\lambda\lambda}^0 = \psi_\lambda^0$ ). Собственные значения  $E_\lambda^0$  (4) могут быть и вырожденными (повидимому, протон и нейтрон обладают одинаковой энергией  $E_\lambda^0$ ), но для данного  $\lambda$  мы, ради простоты, допустим, что все  $E_{\lambda\mu}^0$  не вырождены (обобщение на случай наличия вырождения не представляет труда).

Вернемся теперь к гамильтониану (1), в котором  $\Phi_\alpha$  и  $\Pi_\alpha$  являются операторами, причем  $[\Pi_\alpha(\mathbf{r}), \Phi_\beta(\mathbf{r}')] = -i\hbar \delta_{\alpha\beta} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ .

Допустим, что  $\Phi_\alpha = \varphi_{\alpha\lambda}^0 + \varphi_{\alpha\lambda}$ ;  $\varphi_\alpha \ll \varphi_\alpha^0$  (см. ниже);  $\varphi_{\alpha\lambda}^0$  совпадает с (2). Поскольку  $\varphi_{\alpha\lambda}^0$  не оператор, соотношения коммутации для  $\varphi_\alpha$  не изменятся:  $[\Pi_\alpha(\mathbf{r}), \varphi_\beta(\mathbf{r}')] = -i\hbar \delta_{\alpha\beta} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ .

Будем искать решение уравнения Шредингера для  $\psi$ -функции системы, зависящей от координат осцилляторов поля  $q_k$  и переменной спина  $s$ :  $\psi(q_k, s)$ :  $H\psi_\lambda = E_\lambda \psi_\lambda$  в виде

$$\psi_\lambda = \sum_\mu \chi_{\lambda\mu}(q_k) \psi_{\lambda\mu}^0(s); \quad (5)$$

$$H = H_\lambda^0 + H_{nl} + H'; \quad H' = H^{(1)} + H^{(2)}; \quad H^{(1)} = c^2 \int \sum_\alpha \varphi_\alpha [(\kappa^2 - \Delta) \varphi_{\alpha\lambda}^0 -$$

$$- \frac{g}{c} \sqrt{4\pi} O_\alpha] d\mathbf{r} = gc \sqrt{4\pi} \int \sum_\alpha (|O_\alpha|_{\lambda\lambda} - O_\alpha) \varphi_\alpha d\mathbf{r}; \quad H^{(2)} = 1/2 \int \sum_\alpha (\Pi_\alpha^2 +$$

$+ c^2 \varphi_\alpha (\kappa^2 - \Delta) \varphi_\alpha) d\mathbf{r} - H_{nl}$ ;  $H_{nl}$  — нулевая энергия гамильтониана (6) (см. (9)). Матричные элементы по  $s$ :  $H_{\mu\nu} = (\psi_{\lambda\mu}^{0*}, H \psi_{\lambda\nu}^0) = E_{\lambda\mu}^0 \delta_{\mu\nu} + H_{\mu\nu}$ . Мы ищем  $\psi_\lambda$ , близкую к  $\psi_\lambda^0$ , поэтому положим:  $\chi_{\lambda\mu} = \chi_{\lambda\mu}^0 \delta_{\lambda\mu} + \chi_{\lambda\mu}$ ;  $E_\lambda = E_\lambda^0 + E'_\lambda$ ;  $\chi_{\lambda\mu} \ll \chi_{\lambda\mu}^0$ .

Подставив (5) в уравнение  $H\psi_\lambda = E_\lambda \psi_\lambda$ , получаем:

$$H_{\mu\lambda} \chi_\lambda^0 + \sum H_{\mu\nu} \chi_{\lambda\nu} = (E_\lambda^0 - E_{\lambda\mu}^0 + E'_\lambda) \chi_{\lambda\mu} + E'_\lambda \delta_{\lambda\mu} \chi_\lambda^0.$$

Отсюда находим с точностью до членов 3-го порядка относительно  $\varphi_\lambda$  уравнение для  $\chi_\lambda^0$  ( $\chi_{\lambda\lambda}^0$  можно положить равным нулю (1)):

$$(H_{\lambda 2} + H'_{\lambda 3} + H''_{\lambda 3}) \chi_\lambda^0 = E'_\lambda \chi_\lambda^0; \quad (6)$$

$$H_{\lambda 2} = H'_{\lambda\lambda} + \sum_{\mu, \mu \neq \lambda} H_{\lambda\mu}^{(1)} H_{\mu\lambda}^{(1)} (E_\lambda^0 - E_{\lambda\mu}^0)^{-1} =$$

$$= 1/2 \int \sum_\alpha (\Pi_\alpha^2 + c^2 (\nabla \varphi_\alpha)^2 + c^2 \kappa^2 \varphi_\alpha^2) d\mathbf{r} + c^2 \int \sum_{\alpha, \beta} K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varphi_\alpha(\mathbf{r}) \varphi_\beta(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}' - H_{nl};$$

$$K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = 4\pi g^2 \sum_{\mu \neq \lambda} |O_\alpha(\mathbf{r})|_{\lambda\mu} |O_\beta(\mathbf{r}')|_{\mu\lambda} (E_\lambda^0 - E_{\lambda\mu}^0)^{-1};$$

$$H'_{\lambda 3} = \sum_{\mu \neq \lambda} H_{\lambda\mu}^{(1)} H_{\mu\lambda}^{(1)} [(E_\lambda^0 - E_{\lambda\mu}^0 + E'_\lambda)^{-1} - (E_\lambda^0 - E_{\lambda\mu}^0)^{-1}];$$

$H''_{\lambda\lambda} = \sum_{\mu \neq \lambda, \nu \neq \lambda} H_{\lambda\mu}^{(1)} H_{\mu\nu}^{(1)} H_{\nu\lambda}^{(1)} (E_{\lambda}^0 - E_{\lambda\mu}^0)^{-1} (E_{\lambda}^0 - E_{\lambda\nu}^0)^{-1}$  и выражение для  $\chi_{\lambda\mu}$  (при  $\mu \neq \lambda$ ):

$$\chi'_{\lambda\mu} = \{H'_{\mu\lambda} (E_{\lambda}^0 - E_{\lambda\mu}^0 + E_{\lambda}^0)^{-1} + \sum_{\nu \neq \lambda} H_{\mu\nu}^{(1)} H_{\nu\lambda}^{(1)} (E_{\lambda}^0 - E_{\lambda\nu}^0)^{-1} (E_{\lambda}^0 - E_{\lambda\mu}^0)^{-1}\} \chi_{\lambda}^0. \quad (7)$$

Существенно, что  $H''_{\lambda\lambda} = 0$ . Поэтому самые младшие члены в (6) — 2-го порядка.

Пренебрежем сначала в (6) членами  $H'_{\lambda\lambda}$  и  $H''_{\lambda\lambda}$ . Из гамильтониана  $H_{\lambda\lambda}$  можно получить варьированием уравнения поля:

$$\square \varphi_{\alpha} - \kappa^2 \varphi_{\alpha} = \int_{\beta} \tilde{K}_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varphi_{\beta}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'; \quad \tilde{K}_{\alpha\beta} = K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + K_{\beta\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{r}');$$

если положить  $\varphi_{\alpha}(\mathbf{r}, t) = e^{i\epsilon t/\hbar} \varphi_{\alpha}(\mathbf{r})$ , то

$$(\kappa^2 - \Delta) \varphi_{\alpha k} + \int_{\beta} \sum K_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \varphi_{\beta k}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' = \frac{\omega_k^2}{c^2} \varphi_{\alpha k}; \quad \omega_k = \epsilon_k/\hbar. \quad (8)$$

Каждое решение системы (8) можно представить в виде трехкомпонентной функции  $\varphi_k^{\rho} = \{\varphi_{k1}^{\rho}, \varphi_{k2}^{\rho}, \varphi_{k3}^{\rho}\}$ . При данном квантовом числе  $k$ , характеризующем движение мезона в координатном пространстве,  $\rho = 1, 2, 3$ .  $\varphi_k^{\rho}$  образуют полную ортогональную систему функций:

$$\int (\varphi_k^{\rho*}, \varphi_{k'}^{\rho'}) d\mathbf{r} = \delta_{\rho\rho'} \delta_{kk'}; \quad \omega_k^2/c^2 - \text{собственные значения (8)}.$$

Разложим  $\Pi$  и  $\varphi$  по функциям  $\varphi_k^{\rho}$ :  $\varphi = \{\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3\} = \sum_{k\rho} q_{k\rho} \varphi_k^{\rho}$ ;

$\Pi = \sum_{k\rho} p_{k\rho} \varphi_k^{\rho}$  и подставим в уравнение  $H_{\lambda\lambda} \chi_{\lambda}^0 = E_{\lambda\lambda} \chi_{\lambda}^0$ . Учитывая (8), получим:

$$\left\{ \frac{1}{2} \sum_{k\rho} (p_{k\rho} p_{k\rho}^* + \omega_k^2 q_{k\rho} q_{k\rho}^*) - H_{\lambda\lambda} \right\} \chi_{\lambda}^0(q_{k\rho}) = E_{\lambda\lambda} \chi_{\lambda}^0; \quad E_{\lambda\lambda} = \sum n_{k\rho} \hbar \omega_k. \quad (9)$$

(9) соответствует совокупности невзаимодействующих между собой мезонов. Таким образом, уравнение (8) описывает движение мезона, взаимодействующего с тяжелой частицей. Энергия взаимодействия в (8) нулевого порядка относительно  $g$  (см.  $K_{\alpha\beta}$ ).

Рассмотрим решения (8) при  $\omega \geq c\kappa$  ( $\epsilon \geq \mu c^2$ ). Получаем из (8):

$$\varphi_{\alpha} = a_{\alpha} e^{i(k, \mathbf{r})} - \sum_{\beta, \mu} \int [L'_{\alpha\mu}(\mathbf{r}) |O_{\beta}(\mathbf{r}')|_{\mu\lambda} + L''_{\alpha\mu}(\mathbf{r}) |O_{\beta}(\mathbf{r}')|_{\lambda\mu}] \varphi_{\beta}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'; \quad \omega = c\sqrt{\kappa^2 + k^2};$$

$$L'_{\alpha\mu}(\mathbf{r}) = g^2 (E_{\lambda}^0 - E_{\lambda\mu}^0)^{-1} \int e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} |\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^{-1} |O_{\alpha}(\mathbf{r}')|_{\lambda\mu} d\mathbf{r}' \underset{r \rightarrow \infty}{\simeq} f(\vartheta) e^{ikr} / r.$$

В отличие от  $L'_{\alpha\mu}$  в  $L''_{\alpha\mu}$  под знаком интеграла вместо  $|O_{\alpha}(\mathbf{r}')|_{\lambda\mu}$  входит  $|O_{\alpha}(\mathbf{r}')|_{\mu\lambda}$ .

Решение этой системы интегральных уравнений для  $\varphi_{\alpha}$  с вырожденными ядрами легко найти (2):

$$\varphi_{\alpha} = C \left\{ a_{\alpha} e^{i(k, \mathbf{r})} + \sum_{\mu, \beta} [b'_{\alpha\beta\mu}(\mathbf{k}) L'_{\alpha\mu}(\mathbf{r}) + b''_{\alpha\beta\mu}(\mathbf{k}) L''_{\alpha\mu}(\mathbf{r})] a_{\beta} \right\}. \quad (10)$$

Коэффициенты  $b'_{\alpha\beta\mu}(\mathbf{k})$  выражаются через интегралы:  $\int e^{i(k, \mathbf{r})} |O_{\beta}(\mathbf{r})|_{\mu\lambda} d\mathbf{r}$  и  $\int L'_{\alpha\mu}(\mathbf{r}) |O_{\beta}(\mathbf{r}')|_{\mu\lambda} d\mathbf{r}$ .  $a_{\alpha}$  являются решениями системы трех однородных линейных уравнений, которые получаются из (8), если в (8) подставить (10).

(8) может иметь и решения, отвечающие связанному состоянию мезона ( $\epsilon < \mu c^2$ ). Например, для скалярного нерелятивистского мезона

(8) при  $\lambda = 0$  имеет вид (мы перешли к пределу  $a = 0$ , положив

$$E_0^0 - E_{01}^0 = \gamma g^2 / a): -\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta \varphi_\alpha + \frac{4\pi\hbar^2}{\mu\gamma} \sum_{\beta=1}^3 |\tau_\alpha|_{01} |\tau_\beta|_{10} \lim_{a \rightarrow 0} [aU(\mathbf{r})] \varphi_\beta(\mathbf{r}) = \varepsilon' \varphi_\alpha;$$

$$\varepsilon' = \varepsilon - \mu c^2.$$

Отрицательные уровни, соответствующие так называемым изобарам, возможны, если  $|\tau_\alpha|_{01} |\tau_\beta|_{10} \gamma < 0$  и  $V_0 \gtrsim \hbar^2 / \mu a^2$  (1).

Рассмотрим члены  $H'_{\lambda 3}$  и  $H''_{\lambda 3}$ . Квадратичный член  $H'_{\lambda 3}$  может быть легко учтен. Гамильтониан  $H_{\lambda 2} + H'_{\lambda 3}$  распадается на сумму гамильтонианов осцилляторов, если разложить  $\varphi$  по собственным функциям  $\tilde{\varphi}_k^0$  уравнения (8), в котором  $E_\lambda^0 - E_{\lambda\mu}^0$  заменены величинами  $E_\lambda^0 - E_{\lambda\mu}^0 + E_{\lambda 2}(n_{k\rho})$  (для данных чисел  $n_{k\rho}$ ). При этом изменяются лишь частоты  $\omega_i = \varepsilon_i / \hbar$  дискретного спектра ( $\varepsilon_i < \mu c^2$ ). При  $\varepsilon \geq \mu c^2$  функции  $\tilde{\varphi}_k^0$  имеют вид, аналогичный (10), но в  $L_{\alpha\mu}$  вместо  $E_\lambda^0 - E_{\lambda\mu}^0$  входит  $E_\lambda^0 - E_{\lambda\mu}^0 + E_{\lambda 2}$ .

Из (10), полагая  $n_{k\rho} = 1$ ,  $n_{k\rho'} = 0$  и вводя обычным образом затухание (1), находим амплитуду рассеяния мезона  $f(\vartheta)$  в состоянии  $\rho$  на тяжелой частице:

$$f(\vartheta)_{\alpha\rho} = (vk\varepsilon / \hbar)^{-1/2} c \sum_{\beta, \mu} \Gamma_{\alpha\beta\mu}^{\rho} [\varepsilon(k) - (E_{\lambda\mu}^0 - E_\lambda^0) + i \sum_{\beta} |\Gamma_{\alpha\beta\mu}^{\rho}| d\Omega / 4\pi]^{-1},$$

$$\Gamma_{\alpha\beta\mu}^{\rho} = (vk\varepsilon / \hbar)^{1/2} c^{-1} g^2 a_\beta^{\rho} (a_\alpha^{\rho})^{-1} [b'_{\alpha\beta\mu} \int e^{-i(\mathbf{k}, \mathbf{r}')} |O_\alpha(\mathbf{r}')|_{\lambda\mu} d\mathbf{r}' + b''_{\alpha\beta\mu} \int e^{-i(\mathbf{k}, \mathbf{r}')} |O_\alpha(\mathbf{r}')|_{\mu\lambda} d\mathbf{r}']; \quad \mathbf{k}' = \mathbf{k}\mathbf{r}/r.$$

В реальной задаче рассеяния следует учитывать, что начальная и конечная  $\psi$ -функции являются линейными комбинациями функций (5) с  $n_{k\rho} = 1$  для всех  $\rho = 1, 2, 3$ . Согласно данным Ферми и др. (3),  $E_{\lambda\mu}^0 - E_\lambda^0 \simeq 200-400$  Мэв.

Кубический член  $H''_{\lambda 3}$  описывает взаимодействие мезонов (помимо взаимодействия через нуклонный вакуум), он дает поправку к энергии порядка  $g^{-2}$ .

Найдем магнитный момент тяжелой частицы в состоянии  $\lambda$  в отсутствие мезонов (см. (4)):

$$\mathbf{M}_\lambda = \frac{e\hbar}{2mc} (\vec{\sigma}_{\lambda\lambda} + \{\tau_3 \vec{\sigma}\}_{\lambda\lambda}) + \frac{ec}{2\hbar} \int [\mathbf{r}, \mathbf{S}] d\mathbf{r}; \quad (11)$$

$$\mathbf{S}_{nc} = \varphi_{2\lambda}^0 \nabla \varphi_{1\lambda}^0 - \varphi_{1\lambda}^0 \nabla \varphi_{2\lambda}^0 + 2(g/\kappa c) \sqrt{\pi} (\varphi_{2\lambda}^0 \{\tau_1 \vec{\sigma}\}_{\lambda\lambda} - \varphi_{1\lambda}^0 \{\tau_2 \vec{\sigma}\}_{\lambda\lambda}) U(\mathbf{r}).$$

Подставив  $\varphi_{\alpha\lambda}^0$  (см. (2)), находим

$$\mathbf{M}_\lambda \simeq (e\hbar / 2mc) (\vec{\sigma}_{\lambda\lambda} + \{\tau_3 \vec{\sigma}\}_{\lambda\lambda}) + (g^2 / 6\hbar c) (e / \kappa^2 a) [\{\tau_1 \vec{\sigma}\}_{\lambda\lambda}, \{\tau_2 \vec{\sigma}\}_{\lambda\lambda}].$$

В заключение рассмотрим условие применимости нашей теории. Мы предполагали, что  $\varphi_\lambda \ll \varphi_\lambda^0$ ,  $\chi_{\lambda\mu} \ll \chi_\lambda^0$ . Согласно (7) и (9) это соответствует условию:  $\sum n_{k\rho} \hbar \omega_k \ll g^2 / a$  (скалярное поле) и  $\sum n_{k\rho} \hbar \omega_k \ll g^2 / \kappa^2 a^3$  (псевдоскалярное поле); для одного мезона с энергией  $\varepsilon_{\max} \simeq \hbar c / a$  и в отсутствие мезонов:  $g_{\text{ск}}^2 / \hbar c \gg 1$  и  $g_{\text{пс}}^2 / \hbar c \gg \kappa^2 a^2$ .

Обобщение изложенного метода на случай мезонного поля со спином, равным единице, и т. д. не представляет труда.

Московский государственный педагогический институт  
им. В. И. Ленина

Поступило  
6 XII 1952

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, 1, 1948, стр. 162, 182, 498. <sup>2</sup> В. И. Смирнов, Курс высшей математики, 4, 1951, стр. 50. <sup>3</sup> К. Врюескпер, Phys. Rev., 87, 1026 (1952). <sup>4</sup> W. Pauli, S. Dancoff, ibid., 62, 85 (1942).