Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 3 — 1965

УДК 539.126

З. Ф. ЕФИМОВ

ТЕНЗОР ЭНЕРГИИ-ИМПУЛЬСА ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ПОЛЕЙ

Для скалярных и векторных мезонов при их взаимодействии с электромагнитным полем показывается, что описание таких систем в терминах волновых функций свободных полей в лагранжевом формализме приводит к логически противоречивым следствиям.

Если же вести описание рассматриваемых систем в терминах волновых функций, удовлетворяющих уравнениям взаимодействующих полей, то при этом полным лагранжианом характеризуется энергетически замкнутая система и симметризация канонического тензора возможна только для всей системы, а не для каждого из взаимодействующих полей.

Взаимодействие скалярных мезонов с электромагнитным полем

Лагранжиан рассматриваемой системы имеет вид [4, 5, 6]

$$L = L_м + L_э = (\overset{*}{\varphi}_{,k} + ieA_k\overset{*}{\varphi})(\varphi^{,k} - ieA^k\varphi) - m^2\overset{*}{\varphi}\varphi - \frac{1}{4}F_{nl}F^{nl}. \quad (1)$$

Обычным методом из него следуют уравнения взаимодействующих полей

$$\left[g^{kk}\left(\frac{\partial}{\partial x^k} - ieA_k\right)^2 + m^2\right]\varphi = 0,$$

$$\left[g^{kk}\left(\frac{\partial}{\partial x^k} + ieA_k\right)^2 + m^2\right]\overset{*}{\varphi} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial F^{kn}}{\partial x^k} = J^n. \quad (3)$$

Вектор тока определяется формулой

$$J^k = -ie\left(\overset{*}{\varphi}\frac{\partial L}{\partial \overset{*}{\varphi}_{,k}} - \varphi\frac{\partial L}{\partial \varphi_{,k}}\right) = -ie(\overset{*}{\varphi}\varphi^{,k} - \overset{*}{\varphi}{}^{,k}\varphi) - 2e^2A^k\overset{*}{\varphi}\varphi,$$

для которого, как следствие уравнений (2), имеет место уравнение непрерывности: $J^k_{1,k} = 0$.

Канонический тензор энергии-импульса системы получается как сумма канонических тензоров взаимодействующих полей

$$T^{kl} = T^{kl}_{\text{м}} + T^{kl}_{\text{э}},$$

$$T^{kl}_{\text{м}} = (\overset{*}{\varphi}{}^{,k} + ieA^k\overset{*}{\varphi})\,\varphi^{,l} + \overset{*}{\varphi}{}^{,l}\,(\varphi^{,k} - ieA^k\varphi) -$$

$$- g^{kl}\,[(\overset{*}{\varphi}{}_{,n} + ieA_n\overset{*}{\varphi})\,(\varphi^{,n} - ieA^n\varphi) - m^2\overset{*}{\varphi}\varphi], \tag{4}$$

$$T^{kl}_{\text{э}} = -F^{kn}A_n^{,l} + \frac{1}{4}\,g^{kl}F_{nr}F^{nr}.$$

Четырехмерные дивергенции от тензоров отдельных полей отличны от нуля:

$$\frac{\partial}{\partial x^k}\,T^{kl}_{\text{м}} = J^kA^{,l}_k,$$

$$\frac{\partial}{\partial x^k}\,T^{kl}_{\text{э}} = -J^kA^{,l}_k,$$

так что дивергенция только от тензора всей системы равна нулю:

$$T^{kl}_{,k} = \frac{\partial}{\partial x^k}\,T^{kl}_{\text{м}} + \frac{\partial}{\partial x^k}\,T^{kl}_{\text{э}} = 0.$$

Это означает, что законы сохранения энергии-импульса имеют место только для всей системы, а не для каждого из взаимодействующих полей.

Для выявления возможности симметризации канонического тензора всей системы найдем предварительно метрический тензор методом Гильберта [1, 2, 7]

$$\theta_{ik} = \frac{2\partial\,(\sqrt{-g}L)}{\sqrt{-g}\;\partial g^{ik}}. \tag{5}$$

Пользуясь лагранжианом (1), записанным в виде

$$L = \frac{1}{2}\,[(\overset{*}{\varphi}{}_{,k} + ieA_k\overset{*}{\varphi})\,(\varphi_{,n} - ieA_n\varphi) + (\overset{*}{\varphi}{}_{,n} + ieA_n\overset{*}{\varphi})\times$$

$$\times(\varphi_{,k} - ieA_k\varphi)]\,g^{nk} - m^2\overset{*}{\varphi}\varphi - \frac{1}{4}\,F_{ln}F_{rs}g^{lr}g^{ns},$$

получаем

$$\theta^{kl} = \theta^{kl}_{\text{м}} + \theta^{kl}_{\text{э}},$$

$$\theta^{kl}_{\text{м}} = (\overset{*}{\varphi}{}^{,k} + ieA^k\overset{*}{\varphi})\,(\varphi^{,l} - ieA^l\varphi) + (\overset{*}{\varphi}{}^{,l} + ieA^l\overset{*}{\varphi})\times$$

$$\times(\varphi^{,k} - ieA^k\varphi) - g^{kl}\,[(\overset{*}{\varphi}{}_{,n} + ieA_n\overset{*}{\varphi})\,(\varphi^{,n} - ieA^n\varphi) - m^2\overset{*}{\varphi}\varphi],$$

$$\theta^{kl}_{\text{э}} = -F^{kn}F^{l}_{,n} + \frac{1}{4}\,g^{kl}F_{nr}F^{nr}.$$

Дивергенции от метрических тензоров каждого поля равны силе Лоренца:

$$\frac{\partial}{\partial x^k}\,\theta^{kl}_{\text{м}} = -J^kF^l_k,$$

$$\frac{\partial}{\partial x^k}\theta_э^{kl} = J^k F^l_{\cdot k},$$

и только дивергенция метрического тензора всей системы равна нулю:

$$\theta^{kl}_{\cdot k} = \frac{\partial}{\partial x^k}\theta_м^{kl} + \frac{\partial}{\partial x^k}\theta_э^{kl} = 0.$$

Последняя также характеризует энергетическую замкнутость системы взаимодействующих полей.

Разность между метрическим и каноническим тензорами всей системы

$$\theta^{kl} - T^{kl} = ie[\overset{*}{\varphi}(\varphi^{\cdot k} - ieA^k\varphi) - \varphi(\overset{*}{\varphi}{}^{\cdot k} + ieA^k\overset{*}{\varphi})]$$

$$- F^{kn}(F^l_{\cdot n} - A'^l_n) = -J^kA^l + F^{kn}A^l_{\cdot n} = -J^kA^l + \frac{\partial}{\partial x^n}(A^lF^{kn}) + A^l\frac{\partial F^{nk}}{\partial x^n}$$

преобразуется к четырехмерной дивергенции от антисимметричного по двум индексам тензора третьего ранга

$$f^{l,kn} = A^lF^{kn}.$$

При помощи этого тензора определяется тензор спина фотонов [2, 3]

$$S^{n(lk)} = b^{l,kn} - f^{k,ln} = A^lF^{kn} - A^kF^{ln}.$$

В результате получаем обычную связь между метрическим и каноническим тензорами системы:

$$\theta^{kl} = T^{kl} + \frac{\partial}{\partial x^n}(A^lF^{kn}).$$

При определении разности между тензорами выявляется невозможность независимой симметризации канонических тензоров каждого поля в отдельности: несимметричные члены, появляющиеся при этом в каждом поле $-J^kA^l$ и $A^l\frac{\partial F^{nk}}{\partial x^k}$, взаимно уничтожаются только при совместной симметризации канонических тензоров обоих полей.

Несимметрия каждого канонического тензора обусловлена не только внутренними свойствами этого поля, но и его взаимодействием с другим полем.

Тем самым описание взаимодействующих полей, когда в качестве параметров, характеризующих поведение системы, берутся волновые функции взаимодействующих полей, удовлетворяющих уравнениям (2) и (3), является логически последовательным и приводит к физически реальным следствиям.

Но как только лагранжиан системы взаимодействующих полей (1), записанный в виде [6]

$$L = \overset{*}{\varphi}_{\cdot k} - m^2\overset{*}{\varphi}\varphi = ieA_k(\overset{*}{\varphi}\varphi^{\cdot k} - \overset{*}{\varphi}{}^{\cdot kl}) + e^2A_kA^k\overset{*}{\varphi}\varphi - \frac{1}{4}F_{ln}F^{ln}, \qquad (6)$$

определяется как лагранжиан

$$L = L_1 + L_{вз} + L_2,$$

состоящий из лагранжиана свободного мезонного поля

$$L_1 = \overset{*}{\varphi}_{\cdot k}\varphi^{\cdot k} - m^2\overset{*}{\varphi}\varphi,$$

лагранжиана свободного электромагнитного поля

$$L_2 \doteq -\frac{1}{4}F_{ln}F^{ln}$$

и лагранжиана взаимодействия

$$L_{вз} = ieA_k(\overset{*}{\varphi}\varphi'^k - \overset{*}{\varphi}'^k\varphi) + e^2A_kA^k\overset{*}{\varphi}\varphi,$$

он встречается с непреодолимыми логическими противоречиями. Из такого определения лагранжиана системы следует, что теорема Нётер становится неприменимой к взаимодействующим полям [3]. Последнее же противоречит физической сущности рассматриваемой системы.

Определяя L_1 как лагранжиан свободного мезонного поля, получаем уравнения

$$(\Box - m^2)\varphi = 0, \quad (\Box - m^2)\overset{*}{\varphi} = 0$$

и канонический тензор энергии-импульса

$$T_1^{kl} = \overset{*}{\varphi}'^k\varphi'^l + \overset{*}{\varphi}'^l\varphi'^k - g^{kl}(\overset{*}{\varphi}'_n\varphi'^n - m^2\overset{*}{\varphi}\varphi),$$

дивергенция от которого в силу уравнений свободного мезонного поля равна нулю:

$$\frac{\partial}{\partial x^k}T_1^{kl} = 0. \tag{7}$$

Уравнение (7) показывает, что мезонное поле не подвергается воздействию извне.

Аналогично, определяя L_2 как лагранжиан свободного электромагнитного поля, получаем из него уравнения для этого поля

$$\frac{\partial}{\partial x^k}F^{kn} = 0$$

и канонический тензор энергии-импульса

$$T_2^{kl} = -F^{kn}A_n'^l + \frac{1}{4}g^{kl}F_{nr}F^{nr}.$$

Дивергенция от этого тензора в силу уравнений свободного электромагнитного поля также равна нулю:

$$\frac{\partial}{\partial x^k}T_2^{kl} = 0. \tag{8}$$

Тензор энергии-импульса всей системы, описываемой лагранжианом (6), состоит из трех тензоров

$$T^{kl} = T_1^{kl} + T_{вз}^{kl} + T_2^{kl},$$

где

$$T_{вз}^{kl} = ieA^k(\overset{*}{\varphi}\varphi'^l - \overset{*}{\varphi}'^l\varphi) - g^{kl}[ieA_n(\overset{*}{\varphi}\varphi'^n - \overset{*}{\varphi}'^n\varphi) + e^2A_nA^n\overset{*}{\varphi}\varphi].$$

При этом дивергенция от тензора всей системы, учитывая, что дивергенции от тензоров свободных полей (7) и (8) равны нулю, становится равной дивергенции от тензора взаимодействия

$$\frac{\partial}{\partial x^k} T^{kl} = \frac{\partial}{\partial x^k} T^{kl}_{\text{вз}};$$

дивергенция же от последнего отнюдь не равна нулю.

Тем самым приходим к противоречию: рассматриваемая система взаимодействующих полей не является энергетически замкнутой, а поля, взаимодействующие между собой, являются энергетически замкнутыми. Неприменимость теоремы Нётер к взаимодействующим полям [3] обусловлена только тем, что в терминах волновых функций свободных полей нельзя описать взаимодействия между полями.

Взаимодействие векторных мезонов с электромагнитным полем.

Для выявления возможности описания рассматриваемой системы в терминах волновых функций взаимодействующих полей предварительно рассмотрим свободное поле векторных заряженных мезонов.

Свободное поле векторных заряженных мезонов описывается лагранжианом [4, 7]

$$L = -\frac{1}{4} \overset{*}{f}_{ln} f^{ln} + \frac{m^2}{2} \overset{*}{\varphi}{}^n \varphi_n,$$

из которого следуют уравнения поля

$$f^{kn}_{,k} = -m^2 \varphi^n,$$

$$\overset{*}{f}{}^{kn}_{,k} = -m^2 \overset{*}{\varphi} n, \tag{9}$$

или, учитывая определение тензоров $b^{kn}=\varphi^{n,k}-\varphi^{k,n}$; $b^{*kn}=\varphi^{*n,k}-\varphi^{*k,n}$ и $\varphi^n_n = 0$; φ^{*n}_{ln} получаем уравнения Прока

$$(\Box - m^2)\,\varphi = 0,$$

$$(\Box - m^2)\,\overset{*}{\varphi} = 0.$$

Для вектора тока

$$J^k = -ie\left(\overset{*}{\varphi}_n \frac{\partial L}{\partial \overset{*}{\varphi}_{n,k}} - \varphi_n \frac{\partial L}{\partial \varphi_{n,k}}\right) = -\frac{ie}{2}\left(\overset{*}{\varphi}_n f^{kn} - \varphi_n \overset{*}{f}{}^{kn}\right)$$

в силу уравнений поля имеет место уравнение непрерывности: $J^k_{,k} = 0$.

Разность между каноническим тензором

$$T^k_l = -\frac{1}{2}\left(\overset{*}{f}{}^{kn}\varphi_{n,l} + f^{kn}\overset{*}{\varphi}_{n,l}\right) - \delta^k_b L$$

и метрическим, получаемым методом Гильберта (5)

$$\theta^k_l = \frac{1}{2}\left(\overset{*}{b}{}^{kn} f_{ln} + f^{kn}\overset{*}{f}_{ln}\right) + \frac{m^2}{2}\left(\overset{*}{\varphi}_l \varphi^k + \overset{*}{\varphi}\varphi_l\right) - \delta^k_l L,$$

приводится к виду

$$\theta^k_l - T^k_l = \frac{1}{2}\left[\overset{*}{b}{}^{kn}\varphi_{l,n} + f^{kn}\overset{*}{\varphi}_{l,n} + m^2\left(\overset{*}{\varphi}_l \varphi^k + \overset{*}{\varphi}{}^k \varphi_l\right)\right]$$

или с учетом (9)

$$\theta^{kl} = T^{kl} + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x^n}\left(\overset{*}{f}{}^{kn}\varphi^l + f^{kn}\overset{*}{\varphi}{}^l\right).$$

Тензором третьего ранга $\overset{*}{f}{}^{kn}\varphi^l+f^{kn}\overset{*}{\varphi}{}^l$ определяется тензор спина векторных заряженных мезонов

$$S^{n(lk)}=\frac{1}{2}[(\varphi^l\overset{*}{f}{}^{kn}+\overset{*}{\varphi}{}^l f^{kn})-(\varphi^k\overset{*}{f}{}^{ln}+\overset{*}{\varphi}{}^k f^{ln})].$$

Лагранжиан системы рассматриваемых взаимодействующих полей записывается в виде двух лагранжианов, соответствующих возмущенным полем

$$L=L_{\text{м}}+L_{\text{э}}=-\frac{1}{4}\overset{*}{F}_{ln}F^{ln}+\frac{m^2}{2}\overset{*}{\varphi}_n\varphi^n-\frac{1}{4}F_{ln}F^{ln}, \tag{10}$$

где

$$\overset{*}{F}_{ln}=\overset{*}{\partial}_l\overset{*}{\varphi}_n-\overset{*}{\partial}_n\overset{*}{\varphi}_l,\quad \overset{*}{\partial}_l\overset{*}{\varphi}_n=\overset{*}{\varphi}_{n,l}+ieA_l\overset{*}{\varphi}_n,$$

$$F_{ln}=\partial_l\varphi_n-\partial_n\varphi_l,\quad \partial_l\varphi_n=\varphi_{n,l}-ieA_l\varphi_n.$$

Обычным вариационным методом получаем уравнения взаимодействующих полей [5]

$$\left(\frac{\partial}{\partial x^k}-ieA_k\right)F^{kn}+m^2\varphi^n=0,\quad \partial_k F^{kn}=-m^2\varphi^n,$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x^k}+ieA_k\right)\overset{*}{F}{}^{kn}+m^2\overset{*}{\varphi}{}^n=0,\quad \overset{*}{\partial}\overset{*}{F}{}^{kn}=-m^2\overset{*}{\varphi}{}^n, \tag{11}$$

$$\frac{\partial F^{kn}}{\partial x^k}=J^n. \tag{12}$$

Для вектора тока

$$J^k=-ie\left(\overset{*}{\varphi}_n\frac{\partial L}{\partial\overset{*}{\varphi}_{n,k}}-\varphi_n\frac{\partial L}{\partial\varphi_{n,k}}\right)=\frac{ie}{2}(\overset{*}{\varphi}_n F^{kn}-\varphi_n\overset{*}{F}{}^{kn}), \tag{13}$$

как и для свободного поля, в силу уравнений (11) имеет место уравнение непрерывности: $J^k,\ k=0$.

Дивергенции от векторных функций возмущенного мезонного поля, в отличие от свободного векторного поля, не равны нулю

$$\varphi^k_{,k}=ie\left(A_k\varphi^k-\frac{1}{2m^2}F_{nk}F^{nk}\right),$$

$$\overset{*}{\varphi}{}^k_{,k}=-ie\left(A_k\overset{*}{\varphi}{}^k-\frac{1}{2m^2}F_{nk}\overset{*}{F}{}^{nk}\right).$$

Канонический тензор энергии-импульса всей системы состоит из двух тензоров взаимодействующих полей

$$T^{kl}=T^{kl}_{\text{м}}+T^{kl}_{\text{э}},$$

$$T^{kl}_{\text{м}}=-\frac{1}{2}(F^{kn}\overset{*}{\varphi}{}^l_{n'}+\overset{*}{F}{}^{kn}\varphi_{n'l})+\frac{1}{4}g^{kl}(\overset{*}{F}_{nr}F^{nr}-2m^2\overset{*}{\varphi}_n\varphi^n),$$

$$T^{kl}_{\text{э}}=-F^{kn}A_{n'l}+\frac{1}{4}g^{kl}F_{rn}F^{rn},$$

так что дивергенция от каждого из них отлична от нуля:

$$\frac{\partial}{\partial x^k}T^{kl}_{\text{м}}=J^kA^l_{k'},$$

$$\frac{\partial}{\partial x^k}T^{kl}_{\text{э}}=-J^kA^l_{k'}.$$

Энергетическая замкнутость всей системы характеризуется равенством нулю дивергенции от суммарного тензора энергии-импульса

$$T^{kl}_{,k} = \frac{\partial}{\partial x^k} T^{kl}_{\text{м}} + \frac{\partial}{\partial x^k} T^{kl}_{\text{э}} = 0.$$

Следует заметить, что электромагнитное поле всегда можно рассматривать как компенсирующее для реализации законов сохранения основного поля, возмущенного электромагнитным.

Для нахождения метрического тензора системы следует лагранжиан (10) записать в виде

$$L = -\frac{1}{8}(\overset{*}{F}_{ln}F_{rs} + \overset{*}{F}_{rs}F_{ln})\, g^{lr}g^{ns} + \frac{m^2}{4}(\overset{*}{\varphi}_n\varphi_l + \overset{*}{\varphi}_l\varphi_n)\, g^{nl} - \frac{1}{4}F_{ln}F_{rs}g^{lr}g^{ns}$$

и воспользоваться формулой (5). В результате получаем

$$\theta^{kl}_{\text{м}} = -\frac{1}{2}(F^{kn}\overset{*}{F}{}^{l}_{,n} + \overset{*}{F}{}^{kn}F^{l}_{,n}) + \frac{m^2}{2}(\overset{*}{\varphi}{}^{l}\varphi^{k} + \overset{*}{\varphi}{}^{k}\varphi^{l}) - g^{kl}L_{\text{м}}.$$

Разность между метрическим и каноническим тензорами всей системы

$$\theta^{kl} = \theta^{kl}_{\text{э}}, \quad \theta^{kl}_{\text{э}} = -F^{kn}F^{l}_{\cdot n} + \frac{1}{4}g^{kl}F_{nr}F^{nr}.$$

$$\theta^{kl} - T^{kl} = -\frac{1}{2}\,[(ieA^{l}\overset{*}{\varphi}_n - \overset{*}{\partial}_n\overset{*}{\varphi}{}^{l})\,F^{kn} -$$

$$-(ieA^{l}\varphi_n - \partial_n\varphi^{l})\,\overset{*}{F}{}^{kn} - m^2(\overset{*}{\varphi}{}^{l}\varphi^{k}\varphi^{l})] + F^{kl}A^{l}_{\cdot n}.$$

с учетом уравнений (11) преобразуется к виду

$$\theta^{kl} - T^{kl} = \frac{ie}{2}(\overset{*}{\varphi}_nF^{kn} - \varphi_n\overset{*}{F}{}^{kn})\,A^{l} + \frac{1}{2}(\overset{*}{\varphi}{}^{l}F^{kn} + \varphi^{l}\overset{*}{F}{}^{kn}) +$$

$$+\frac{\partial}{\partial x^n}(A^{l}F^{kn}) + A^{l}\frac{\partial F^{nk}}{\partial x^n}.$$

Несимметричные слагаемые в мезонном $\frac{il}{2}(\overset{*}{y}_nF^{kn} - y_n\overset{*}{F}{}^{kn})\,A^{l}$ и электромагнитном $A^{l}\frac{\partial F^{nk}}{\partial x^n}$ полях взаимно уничтожаются, если принять во внимание (12)и (13). Это характеризует невозможность независимой симметризации канонических тензоров для каждого из взаимодействующих полей.

В результате получаем обычную связь между каноническим и метрическим тензорами всей системы:

$$\theta^{kl} = T^{kl} + \frac{\partial}{\partial x^n}\left[\frac{1}{2}(\overset{*}{\varphi}{}^{l}F^{kn} + \varphi^{l}\overset{*}{F}{}^{kn}) + A^{l}F^{kn}\right].$$

Тензором третьего ранга, стоящим под знаком дивергенции, определяется спиновый тензор векторных мезонов и электромагнитного поля. При этом деление всех динамических характеристик системы взаимодействующих полей на составные части носит условный характер.

Дивергенции от метрических тензоров каждого из взаимодействующих полей так же, как и от канонических, равны по величине и противоположны по знаку

$$\frac{\partial}{\partial x^k}\theta^k_{l(\text{м})} = -F_{kl}J^k,$$

$$\frac{\partial}{\partial x^k}\theta^k_{l(\text{э})} = F_{kl}J^k.$$

так что только дивергенция от метрического тензора всей системы равна нулю.

Если же лагранжиан (10) записать в виде

$$L = -\frac{1}{4}(\overset{*}{f}_{ln}f^{ln} - 2m^2\overset{*}{\varphi}_n\varphi^n) - \frac{ieA_l}{2} -$$

$$-\frac{e^2A_l}{4}[2A^l\varphi^n\overset{*}{\varphi}_n - A^n(\varphi^l\overset{*}{\varphi}_n + \varphi_n\overset{*}{\varphi}^l)] - \frac{1}{4}F_{ln}F^{ln}$$

или

$$L = -\frac{1}{4}(f_{ln}f^{ln} - 2m^2\overset{*}{\varphi}_n\varphi^n) + J^lA_l + \frac{e^2A_l}{4}\times$$

$$\times[2A^l\varphi^n\overset{*}{\varphi}_n - A^n(\varphi^l\overset{*}{\varphi}_n + \varphi_n\overset{*}{\varphi}^l)] - \frac{1}{4}F_{ln}F^{ln}.$$

и считать первое слагаемое правой части лагранжианом свободного векторного поля, а последнее — свободного электромагнитного, то, как уже указывалось, приходим к физически нереальным следствиям.

Описание любых взаимодействующих полей в лагранжевом формализме возможно осуществить только в терминах волновых функций взаимодействующих полей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., Физматгиз, 1960.
2. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., Физматгиз, 1958.
3. Боголюбов Н. Н., Широков Д. В. Введение в теорию квантовых полей. М., ГИТТЛ, 1957.
4. Венцель Г. Введение в квантовую теорию волновых полей. М. — Л., ГИТТЛ, 1947.
5. Паули В. Релятивистская теория элементарных частиц. М., ИЛ, 1947.
6. Швебер С. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля. М., ИЛ, 1963.
7. Иваненко Д. Д., Соколов А. А. Классическая теория поля. М.—Л., ГИТТЛ, 1949.

Поступила в редакцию
3. 2 1963 г.
После переработки
6. 1 1965 г.

Кафедра
теоретической физики