

Ш - 645



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**  
**ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

2 - 9229

**ШИРОКОВ Михаил Иванович**

**КОРПУСКУЛЯРНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ  
И НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗАДАЧИ  
КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ**

**Специальность 01.04.02 - теоретическая  
и математическая физика**

**Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук**

**(Диссертация написана на русском языке)**

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
профессор

Я.А.СМОРОДИНСКИЙ,

доктор физико-математических наук

В.Я.ФАЙНБЕРГ,

доктор физико-математических наук

Б.В.МЕЦВЕДЕВ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Ленинградский институт ядерной физики.

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1975 года.

Защита состоится " " \_\_\_\_\_ 1975 года

на заседании Ученого Совета Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

2 - 9229

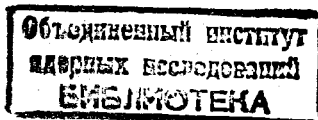
ШИРОКОВ Михаил Иванович

КОРПУСКУЛЯРНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ  
И НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗАДАЧИ  
КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Специальность 01.04.02 - теоретическая  
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Диссертация посвящена проблемам корпускулярной интерпретации квантовой теории поля, учитывающей наличие взаимодействия (главы I и II) и постановке и решению нестационарных задач о временном законе распада (гл. III) и о скорости сигнала в квантовой электродинамике (гл. IV).

I. В теории поля часто используется корпускулярная интерпретация, основанная на понятии так называемых "голых" частиц. Она игнорирует наличие взаимодействия и порождает ряд трудностей в случае локальных взаимодействий. К ним относятся ортогональность "голового" и физического вакуумов, несуществование оператора полной энергии  $H$  в гильбертовом пространстве канонического или фоковского представления "голых" операторов рождения-уничтожения. Эту интерпретацию использует обычная теория возмущений, приводящая к известным расходимостям. Примером иной корпускулярной интерпретации является in-out-формализм, используемый в задачах рассеяния. В главе I развивается направление, основанное на понятии "одетой" частицы. Это понятие определяется следующими основными требованиями:

а) соответствующие операторы рождения-уничтожения должны обладать каноническими коммутациями (чтобы существовал известный оператор числа частиц);

б) состояние без ("одетых") частиц должно совпадать с физическим вакуумом (определяемым как наименьшее состояние полного гамильтониана  $H$ );

в) "одетые" одночастичные состояния должны быть стабильными.

В диссертации приведен и обсужден более полный перечень требований и показано, как операторы "одетых" частиц связаны с in-out-операторами.

Процедура построения операторов "одетых" частиц в дальнейшем называется "одеванием". В диссертации предложена алгебраическая формулировка проблемы "одевания". В этой формулировке операторы теории сначала рассматриваются как элементы некоторой некоммутативной алгебры. Операторная реализация этих элементов должна осуществляться с помощью гильбертова пространства состояний, подходящий выбор которого объявляется одной из задач "одевания".

Одна из основных работ по направлению "одевание" была опубликована Гринбергом и Швабером в 1958г/1/. В ней "одевание" было осуществлено для нескольких простых моделей теории поля (в частности, для модели Ли). Однако в работе /2/ 1959 года Гринберг заявил, основываясь на теореме Хаага, что "одевание" невозможно для нетривиальных релятивистских локальных теорий. Эта работа несомненно затормозила развитие направления "одевание". В диссертации показывается, что утверждение Гринберга на самом деле не было доказано, поскольку теорема Хаага /3,4/ к рассматриваемому случаю неприменима (ввиду того, что поле "одетых" частиц не преобразуется каноническим образом при преобразованиях Лоренца). Более того, "одевание" есть один из способов преодоления трудностей, связанных с теоремой Хаага (в ее первоначальной форме /5,6/). Ввиду изложенного, основной проблемой в направлении "одевания" сейчас следует считать конструктивное осуществление "одевания". В 1963 г. Л.Д.Фаддеев указал один общий способ "одевания", основанный на теории возмущений и формально пригодный для любой квантовой теории поля, (для которой известен гамильтониан). В диссертации показано, что этот способ имеет серьезный недостаток: при "одевании" по Фаддееву появляются дополнительные расходимости, кроме обычных расходимостей массы, вершинной части и т.п. Указан путь построения способа "одевания", свободного от этого недостатка.

2. Как известно, проблема описания нестабильных частиц в теории поля является более трудной, чем описание стабильных. В диссертации она ставится и решается в духе подхода "одевания" на примере точно решаемой модели: осциллирующий электрон, взаимодействующий дипольно с электромагнитным полем. В этом случае, конечно, нельзя требовать стабильности одночастичных состояний. Вместо него в диссертации предложено другое требование, которое (вместе с требованиями а) и б), см. выше) все же не определяет однозначно "одетое" нестабильное состояние.

В главе III диссертации показано, что эта неоднозначность влияет только на довольно далекую асимптотику закона распада.

3. В главе II рассматривается и решается проблема корпускулярной интерпретации в случае явной зависимости полного гамильтониана от времени, когда имеется нестационарный внешний источник (ток) или внешний потенциал. Такие теории представляют интерес в связи с задачами типа рассеяния электрона на луче лазера (луч описывается с помощью внешнего неквантованного потенциала) или испускания радиофотонов антенной. Кроме того, эта проблема может рассматриваться как модельный пример для квантования полей в кривых пространствах (с метрикой, зависящей от времени) - см., например, /7,8/.

Разработанная в диссертации корпускулярная интерпретация таких теорий основана на пространстве Фока с вакуумным вектором  $\Omega_t$ , где  $\Omega_t$  собственный вектор  $H(t)$  в момент  $t$ :  $H(t)\Omega_t = 0$ .

Одночастичные состояния тоже являются собственными векторами  $H(t)$  (хотя и не являются стабильными), поэтому эту корпускулярную интерпретацию можно назвать "одетой". Шредингеровские операторы рождения-уничтожения  $\alpha_t(\kappa)$  в рассматриваемых тео-

риях (квантованное скалярное или электромагнитное поле с источником; квантованное фермионное поле во внешнем потенциале) диагонализуют гамильтониан  $H(t)$  и поэтому зависят от  $t$ . Корпускулярное истолкование вектора состояния  $\varphi(t)$  в момент  $t$  определяется тем набором векторов  $\Omega_t, \alpha_t^+(k)\Omega_t, \dots$ , которые в тот же момент времени описывают вакуум, одночастичное состояние и т.д.

Непосредственный корпускулярный смысл имеют амплитуды вероятности найти  $n$  частиц в состоянии  $\varphi(t)$

$$F^{(n)}(t; k_1, \dots, k_n) = \langle \alpha_t^+(k_1) \dots \alpha_t^+(k_n) \Omega_t, \varphi(t) \rangle,$$

т.е. амплитуды Фокса. Они, конечно, по-иному зависят от времени, нежели  $\varphi(t)$ , подчиняющееся обычному уравнению Шредингера  $i\partial_t \varphi(t) = H(t) \varphi(t)$ . Для них в диссертации получено уравнение  $i\partial_t F = KF$ , "гамильтониан"  $K$  которого не совпадает с исходным оператором полной энергии  $H$ .

Описанный подход в диссертации применяется к квантовой электродинамике, в которой, кроме взаимодействия  $\int j_\mu A_\mu$ , включены еще члены взаимодействия  $\int j_\mu A_\mu$  и  $\int j_\mu U_\mu$  с внешним током  $j_\mu(\vec{x}, t)$  и потенциалом  $U_\mu(\vec{x}, t)$ . В принципе он позволяет учесть эти дополнительные взаимодействия более точно, чем при простой "голой" интерпретации. В случае постоянного внешнего потенциала  $U_\mu(\vec{x})$  наш подход совпадает со способом Ферри /II/.

Результаты, изложенные в главе II, были опубликованы в 1967-68 г.г. в /16, 17/ и затем частично "перестроены" в ряде зарубежных работ 1972-73 г.г. (см. /9, 10/).

4. В главах III и IV диссертации предложен новый подход к нестационарным задачам. Статус нестационарных задач в квантовой

теории можно охарактеризовать следующими отдельными замечаниями.

Известно основанное на теореме Хаага заявление о несуществовании оператора эволюции  $U(t, 0)$  в теории поля. В основе  $S$ -матричного направления лежит известный тезис, что только  $S$ -матричные задачи имеют значение для эксперимента.

С другой стороны, число частиц, распавшихся за некоторый интервал времени, является непосредственно наблюдаемой величиной. Используемая в эксперименте техника совпадений основана на том факте, что отдельные акты реакций между частицами являются процессами, протекающими во времени.

Во всяком случае несомненно, что теория нестационарных задач гораздо менее разработана, чем теория стационарных.

Предлагаемый в диссертации подход к нестационарным задачам прежде всего основывается на последовательном использовании гейзенберговской картины. Решение рассматриваемых в диссертации задач сводится к вычислению гейзенберговских операторов и средних от них. С помощью этих средних можно даже получить распределения по исследуемым физическим величинам. Гейзенберговские операторы вычисляются путем решения уравнений движения для них, при этом оператор эволюции  $U(t, 0)$  явно не используется<sup>x)</sup>.

Второй особенностью нашего подхода является прием вычитания "теоретического фона". Мотивировку введения такого понятия, его конкретное определение и способ вычитания мы поясним на примере задачи о распаде.

Рассмотрим теорию с гамильтонианом  $H = H_0 + H_I$ , где  $H_I$  - гамильтониан взаимодействия, ответственный за распад. Нестабильную частицу будем описывать "голым" состоянием виде  $A_p^+ \Omega_0$ , где  $\Omega_0$  есть состояние без частиц, являющееся вакуумным векто-

x) Отметим, что величина  $\mathcal{O}_r(t) = U^\dagger(t, 0) \mathcal{O}_w U(t, 0)$  может существовать как оператор (в некотором смысле), даже если  $U(t, 0)$  не существует, см., например, § 7 в /6/.

ром  $H_0$  ( $H_0$  может быть просто свободным гамильтонианом, но может и содержать сильные взаимодействия, не ведущие к распаду),  $A_p^+$  есть оператор рождения нестабильной частицы (в состоянии  $\rho$ ).

Обычно число нестабильных частиц в момент  $t$  определяют как  $|p(t)|^2$ , где  $p(t)$  есть амплитуда вероятности того, что начальное нестабильное состояние  $\psi_0 = A_p^+ \Omega_0$  в момент  $t$  еще присутствует:  $p(t) = \langle \psi_0, \exp(-iHt) \psi_0 \rangle$ . Однако, если взаимодействие  $H_I$  локальное, то оно содержит члены с одними операторами рождения (нестабильной частицы и продуктов ее распада). Поэтому состояние  $A_p^+ \Omega_0$  может перейти в состояние "две нестабильные частицы плюс продукты распада". Таким образом, и в других состояниях, отличающихся от начального  $\psi_0$ , присутствуют нестабильные частицы. Поэтому  $|p(t)|^2$  дает только часть их полного числа в момент  $t$  и не может считаться "вероятностью нераспада". В рассматриваемом случае локального  $H_I$  имеет место еще один эффект. Бесчастичное состояние  $\Omega_0$  нестабильно и возможен переход  $\Omega_0 \rightarrow$  "нестабильная частица + продукты распада": нестабильная частица в момент  $t$  может присутствовать, даже если вначале, при  $t=0$ , ее не было. Мы называем "теоретическим фоном" такое "беспричинное" появление нестабильных частиц в теоретическом описании распада.

В диссертации предлагается следующее определение закона распада, т.е. числа нестабильных частиц в момент  $t$ , если вначале, при  $t=0$ , имелось нестабильное состояние  $\psi_0$ :

$$N(t) = \langle e^{-iHt} \psi_0, \hat{N} e^{-iHt} \psi_0 \rangle - \langle e^{-iHt} \Omega_0, \hat{N} e^{-iHt} \Omega_0 \rangle = \langle \psi_0, \hat{N}(t) \psi_0 \rangle - \langle \Omega_0, \hat{N}(t) \Omega_0 \rangle.$$

Здесь  $\hat{N}$  - оператор числа нестабильных частиц (так что  $\hat{N} \Omega_0 = 0$ )  $\hat{N}(t) = \exp(iHt) \hat{N} \exp(-iHt)$  - соответствующий гейзенберговский оператор.  $N(t)$  есть среднее число нестабильных частиц в момент  $t$ , из которого вычтен "теоретический фон" - среднее число нестабильных частиц, которое имелось бы в ситуации, когда вначале не было ни нестабильной частицы, ни продуктов ее распада. Вычисление  $N(t)$  сводится к вычислению гейзенберговского оператора  $\hat{N}(t) = \int d^3p A_p^+(t) A_p(t)$  и взятию среднего от него в состояниях  $\psi_0$  и  $\Omega_0$ .

5. В главе III диссертации с помощью изложенного нового определения закона распада исследуется вопрос о поведении закона распада при больших временах.

Известно (в основном, благодаря Л.А.Халфину /12/), что  $p(t)$  имеет неэкспоненциальную (обратно-степенную) асимптотику при  $t \rightarrow \infty$ . В диссертации вычислена асимптотика нового определения  $N(t)$  закона распада для модели осциллирующего электрона, взаимодействующего с электромагнитным полем. Оказалось, что  $N(t)$  при  $t \rightarrow \infty$  убывает не медленнее экспоненты. Это означает, что явление неэкспоненциальной асимптотики не есть неизбежное следствие общих принципов квантовой механики (как полагал Л.Халфин).

В гл. III исследован не только распад заданного начального состояния (задача Коши), но и распад состояния, "приготовленного" путем воздействия включаемого внешнего потенциала на электрон, находящийся в основном состоянии. Показано, что и в этом случае среднее число ("голых") нестабильных частиц (поправленное с учетом "фона") убывает при  $t \rightarrow \infty$  не медленнее экспоненты.

Исследована связь нового и старого определений закона распада. Показано, что если нестабильная частица описывается в рамках "одетой" корпускулярной интерпретации, то новое определение

закона распада  $N(t)$  сводится к старому  $|p(t)|^2$  (и тогда появляется неэкспоненциальная асимптотика).

В случае осциллирующего электрона, взаимодействующего с фотонами, в главе I диссертации показывается, что существует много вариантов "одетых" операторов рождения-уничтожения кванта возбуждения (фонона) осциллирующего электрона (фонон можно рассматривать как нестабильную частицу этой модели). Во всех вариантах "одетый" фонон нелокально взаимодействует с фотонами, причем степень нелокальности зависит от варианта. Установлено, что чем меньше степень нелокальности, тем позже экспоненциальный закон распада переходит в неэкспоненциальное асимптотическое поведение.

В гл. III предлагается естественное физическое истолкование явления неэкспоненциальной асимптотики, использующее факт нелокальности распадного взаимодействия в теории, для которой  $|p(t)|^2$  оказывается правильным законом распада.

6. Главе IV посвящены нестационарные задачи, которые можно назвать задачами о скорости сигнала.

Очевидно, что они имеют непосредственное отношение к причинности теории. Принцип "скорость сигнала не может превосходить  $c$ " может обсуждаться как одна из формулировок релятивистской причинности<sup>x)</sup>. Именно поэтому он интенсивно обсуждается сейчас в проблеме тахионов. Исторически первые исследования вопроса о причинности в квантовой электродинамике были проведены С. Кичуки и Э. Ферми /14, 15/ в 1930-1932 г.г. именно в рамках задачи о скорости передачи сигнала.

x) Обсуждение разных формулировок принципа причинности и ссылки на литературу содержатся, например, в статье Ли и Вика /13/.

В диссертации дан обзор разных подходов к этой задаче, появившихся начиная с 1930.

Предложена постановка задачи о скорости сигнала, учитывающая особенности квантовой теории. Мы их поясним на простейшем примере. Имеется источник сигнала  $\mathcal{J}$ . Им служит внешний ток  $J_\mu$ , локализованный в некотором объеме  $V_1$ . Он испускает квантованное электромагнитное поле. До момента  $t=0$  он равен нулю, а в момент  $t=0$  включается. Детектором  $\mathcal{D}$  служит прибор, расположенный в другой области  $V_2$  и регистрирующий некоторую физическую величину. Например, он может измерять интеграл от напряженности электрического поля  $E$  (с помощью классического пробного заряда). Расстояние  $R$  между областями  $V_1$  и  $V_2$  должно быть много больше их размеров.

В отличие от классического случая, мы не можем считать, что до момента  $t=0$  поле  $E$  внутри  $V_2$  было равно нулю. Состояние с определенным (например, нулевым) значением  $E$  не является стационарным, поскольку  $E$  не коммутирует даже с гамильтонианом свободного электромагнитного поля. В общем случае состояние  $\varphi$  системы в момент  $t=0$  характеризуется некоторым распределением по  $E$ .

Некую постановку задачи можно описать следующим образом. Вычисляется распределение по  $E$  в момент  $t$  (с помощью вычисления среднего от  $E$ , среднего от  $E^2$  и прочих моментов) в ситуации, когда ток включался в момент  $t=0$ . Это распределение следует сравнить с распределением по  $E$  в момент  $t$  в ситуации, когда ток не включался (это "фоновое" распределение). Будем считать, что сигнал пришел в  $V_2$  (электрическое поле от внешнего тока дошло до  $V_2$ ) в тот момент времени, когда первое распределение начало отличаться от второго. Если момент прихода



меньше  $R/c$ , то будем говорить, что регистрируемая в  $V_D$  наблюдаемая ведет себя непричинно. Таким образом в случае регистрации электрического поля надо вычислить выражения вида

$$\langle \mathcal{U}(t,0)\Phi, E^n(\vec{x}) \mathcal{U}(t,0)\Phi \rangle - \langle e^{-itH(0)}\Phi, E^n(\vec{x})e^{-itH(0)}\Phi \rangle, n=1,2,\dots,$$

где  $\mathcal{U}(t,0)$  и  $\exp(-itH(0))$  суть операторы эволюции соответственно в случаях, когда ток включался и когда он не включался (и полный гамильтониан  $H$  все время равнялся  $H(t=0)$ ).

Как видно, задача сводится к вычислению средних от гейзенберговских операторов  $E(\vec{x},t) = \mathcal{U}^\dagger(t,0) E(\vec{x}) \mathcal{U}(t,0)$  и  $E(\vec{x},t) = \exp(itH(0)) E(\vec{x}) \exp(-itH(0))$ .

В диссертации показано, что в квантовой электродинамике все наблюдаемые, выражающиеся локально через поля ( $\vec{E}, \vec{H}$  - вектор Пойнтинга, ток  $\int_{\vec{r}}(\vec{x})$ ) ведут себя причинно в смысле изложенного критерия причинности. Это доказано во всех порядках теории возмущений и для гораздо более сложных опытов по передаче сигнала, нежели описанный выше.

Однако приборы, локализованные в конечной области  $V_D$ , могут измерять и такие наблюдаемые, которые не выражаются локально через поля. Например, оператор числа электронов в конечном объеме (или позитронов или полного числа фермионов) выражается не через  $\psi$  и  $\bar{\psi}$ , а не через их положительно- и отрицательно-частотные части. А такой оператор соответствует числу треков, наблюдаемых в объеме камеры Вильсона.

Можно показать, что в теории типа  $\bar{\psi}\psi\varphi$  (где  $\varphi$  - скалярное поле), число фермионов в объеме  $V_D$  ведет себя практически (т.е. макро-)причинно: отличие этого числа от "фонового" ведет себя как  $\exp(-|R-t|mc/\hbar)$ . Это значит, что сигнал

приходит в  $V_D$  раньше момента  $R/c$ , но с очень малым опережением порядка  $\hbar/mc \cdot 1/c$  (комптоновская длина волны фермиона, деленная на скорость света).

В диссертации приведены соображения, указывающие на возможность нарушения принципа причинности в такой специфической теории, как квантовая электродинамика. А именно, число электронов в объеме  $V_D$  начинает изменяться ранее момента  $R/c$ : оно зависит от  $R$  и  $t$  как  $t/R^3$ . Макронепричинно ведет себя не только плотность числа электронов, т.е. квадрат модуля соответствующей волновой функции, но и фаза этой функции.

Каковы истоки этих трудностей?

В квантовой электродинамике наблюдаемым должны соответствовать калибровочно-инвариантные величины. Выражение  $\int d^3x \psi^{c\dagger}(\vec{x}) \psi^{c'}(\vec{x})$  для оператора числа электронов, которое естественно рассматривать в лорентцовой калибровке, не является калибровочно-инвариантным (заметим, что оно ведет себя макропричинно).

Калибровочно же инвариантные выражения для плотности  $N_e(\vec{x},t)$  такого оператора (например то, которое имеется в кулоновской калибровке) не удовлетворяют условию даже макролокальной коммутативности. А именно, их одновременная коммутация с напряженностью электрического поля не является макролокальной. Например, в кулоновской калибровке  $[N_e^c(\vec{x},0), \vec{E}(\vec{y},0)]$  убывает с ростом  $|\vec{x}-\vec{y}|$  как обратная степень  $|\vec{x}-\vec{y}|^{-x}$ .

x) Плотность числа электронов  $N_e^L(\vec{x},t) = \psi^{c\dagger}(\vec{x},t) \psi^{c'}(\vec{x},t)$  в лорентцовой калибровке тоже не коммутирует локально с фермионным полем  $\psi$  (ее одновременный коммутатор с  $E$  равен нулю). Но эту нелокальность можно назвать микроскопической:  $[N_e^L(\vec{x},0), \psi(\vec{y},0)]$  ведет себя как  $\exp(-|\vec{x}-\vec{y}|mc/\hbar)$  при  $|\vec{x}-\vec{y}| \gg \hbar/mc$ .

Именно для числа электронов, описываемого оператором  $\int_{V_g} u^3 \times N_e^c(x)$  был получен тот непричинный результат, о котором речь шла выше. Вряд ли он существенно изменится, если положение электрона описывать другими координатами  $q$  вместо той координаты  $X$ , которая естественно возникает в теории поля. Ведь речь идет об измерении числа электронов в макроскопически большом объеме  $V_g$ . Тот факт, что в существующих формулировках квантовой электродинамики нет оператора числа электронов, обладающего макропричинным поведением, должен рассматриваться как еще не преодоленная трудность теории.

Аналогичные непричинные результаты были получены и в рамках точно решаемых моделей квантовой электродинамики (нерелятивистский электрон, дипольно взаимодействующий с квантованным электромагнитным полем) без использования теории возмущений. Кроме внешнего тока, в диссертации рассмотрены другие источники сигнала (электрон, возбуждаемый внешним полем).

7. В диссертации имеются приложения. В одном из них обсужден методический вопрос, существенный для квантовой теории нестационарных задач: почему время играет роль параметра, так что можно говорить о том, что в фиксированный момент времени задано определенное состояние, характеризующееся, в частности, некоторым распределением по энергии с конечной дисперсией. Остальные приложения являются дополнениями математического и вычислительного характера к отдельным параграфам диссертации.

8. Работы, вошедшие в диссертацию, докладывались на сессиях отделения ядерной физики АН СССР и на всесоюзных и международных конференциях. Основные результаты опубликованы в работах /16-25/. Кроме того, в диссертации использованы результаты публикаций /26-32/.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. O.Greenberg, S.Schweber. Nuovo Cim., 1959, 9, 378.
2. O.Greenberg. Phys. Rev., 1959, 115, 706.
3. Р.Стритер, А.Вайтман. PCT, спин и статистика и все такое. "Наука", Москва, 1966.
4. Н.Н.Боголюбов, А.А.Логунов, И.Т.Тодоров. Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля. "Наука", Москва, 1969.
5. R.Naag. Dan Mat. Fys. Medd., 1955, 29, N 12.
6. А.Вайтман. Проблемы в релятивистской динамике квантованных полей. "Наука", Москва, 1968.
7. Н.Черников, Н.Шавохина. ТМФ, 1973, 16, 77.
8. А.Гриб, Б.Левитский, В.Мостепаненко. ТМФ, 1974, 19, 59.
9. G.Labonté, A.Capri. Nuovo Cim., 1972, B10, 583.
10. L.Lundberg. Comm. Math. Phys., 1973, 31, 295.
11. W.H.Furry. Phys. Rev., 1951, 81, 115.
12. Л.Халфин. ЖЭТФ, 1958, 33, 1371.
13. T.D.Lee, G.C.Wick. Phys.Rev., 1970, D2, 1033.
14. S.Kikuchi. Zs. f. Phys., 1930, 66, 558.
15. E.Fermi. Rev. Mod. Phys., 1932, 4, 87.
16. М.И.Широков. ЯФ, 1967, 6, 1277.
17. М.И.Широков. ЯФ, 1968, 7, 672.
18. М.И.Широков. ОИЯИ, P2-7210, Дубна, 1973.
19. М.Вишнинеку, М.И.Широков. ОИЯИ, P2-8148, Дубна, 1974; Revue Roumaine de Physique 1974, 19, 461.
20. М.И.Широков. ЯФ, 1975, 21, 675; ОИЯИ, P2-7712, Дубна, 1974.
21. М.И.Широков. ОИЯИ, E2-8587, Дубна, 1975.

22. М.И.Широков. ОИЯИ, Р2-8022, Дубна, 1974.
23. И.А.Еганова, М.И.Широков. ЯФ, 1969, 9, 1097.
24. М.И.Широков. ОИЯИ, Р-1719, Дубна, 1964; ЯФ, 1966, 4, 1077.
25. М.И.Широков. ОИЯИ, В-2478, Дубна, 1965.
26. М.И.Широков. ОИЯИ, Р2-6454, Дубна, 1972.
27. М.И.Широков. ОИЯИ, Р2-4410, Дубна, 1969.
28. М.И.Широков. ОИЯИ, Р-2700, Дубна, 1966.
29. И.А.Еганова, М.И.Широков. Ann. der Phys., 1968, 21, 225.
30. И.А.Еганова, М.И.Широков. ОИЯИ, Р2-4645, Дубна, 1969.
31. М.И.Широков. ОИЯИ, Р2-8022, Дубна, 1974.
32. Б.А.Зри, М.И.Широков. ЯФ, 1968, 7, 1316.

Рукопись поступила в издательский отдел

17 октября 1975 года