Письма в ЭЧАЯ. 2023. Т. 20, № 3(248). С. 390–397

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА. ТЕОРИЯ

ПРОВЕРКА КОНЦЕПЦИИ КЛАССИЧНОСТИ В ОСЦИЛЛЯЦИЯХ НЕЙТРАЛЬНЫХ $B_s^0\bar{B}_s^0$-ПАР

А. Ю. Ефимова [а, 1], *Н. В. Никитин* [б, в, г, д, 2]

[а] Швейцарская высшая техническая школа, Цюрих, Швейцария
[б] Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва
[в] Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва
[г] Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия
[д] Курчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Москва

Рассматривается возможность экспериментальной проверки нарушения концепции классичности на B-фабриках. Показано, что при использовании неравенств Вигнера для трех различных моментов времени можно наблюдать нарушение данных неравенств даже при 50 % примеси фоновых процессов.

We discuss the possibility of the Classicality experimental verification at B-factories. We show that for three moments of time it is possible to observe violations of Wigner's inequalities even with the 50 % fraction of background processes.

PACS: 03.65.Ta; 03.65.Ud

ВВЕДЕНИЕ

С первых лет создания квантовой механики предпринимаются неоднократные попытки свести вероятностную квантовую парадигму к более привычной и наглядной детерминистической классической парадигме. Для проверки принципиальной возможности такого сведения необходимо сформулировать критерии, которым должны удовлетворять физические системы в классической парадигме.

1. КОНЦЕПЦИИ ЛОКАЛЬНОГО И МАКРОСКОПИЧЕСКОГО РЕАЛИЗМА

В настоящее время наибольшее распространение получили два набора таких критериев.

Первый набор критериев был предложен в работе А. Эйнштейна, Б. Подольского и Н. Розена [1]. Этот набор, получивший название концепции локального реализма (LR), включает в себя три принципа.

[1] E-mail: Efimovaa@student.ethz.ch
[2] E-mail: 679nik@mail.ru

1) *Классический реализм* (*CR*): совокупность всех характеристик любой физической системы существует совместно и независимо от наблюдателя. При этом может оказаться так, что наблюдатель не в состоянии совместно измерить всю совокупность таких характеристик любым классическим измерительным прибором.

Принцип CR означает, что если квантовая система обладает наблюдаемыми A, B и т. д., то существуют совместные вероятности того, что квантовая система имеет значение спектра a_α наблюдаемой A, значение спектра b_β наблюдаемой B и т. д., т. е. существуют совместные вероятности

$$0 \leqslant w(a_\alpha,\, b_\beta,\, \ldots \,|\, A,\, B,\, \ldots) \leqslant 1. \tag{1}$$

2) *Локальность*: если два измерения выполнены классическими измерительными приборами $D^{(1)}$ и $D^{(2)}$ в двух разных точках 4-мерного пространства-времени, которые разделены между собой пространственноподобным интервалом в течение всего времени измерения, то состояние классического прибора $D^{(1)}$ никак не влияет на показания классического прибора $D^{(2)}$. И наоборот.

В силу этого условия «локальный экспериментатор» подсистемы (1), который измеряет спектр наблюдаемой $A^{(1)}$, ничего не знает о результатах измерения спектра наблюдаемой $B^{(2)}$. Поэтому он должен просуммировать по всем значениям спектра наблюдаемой $B^{(2)}$. При этом принцип локальности требует исключить влияние состояния классического прибора $D_B^{(2)}$ на результаты измерения наблюдаемой $A^{(1)}$ в подсистеме (1). Это приводит к следующему равенству:

$$\sum_\beta w\left(a_\alpha^{(1)},\, b_\beta^{(2)} \,|\, D_A^{(1)},\, D_B^{(2)}\right) = w\left(a_\alpha^{(1)} \,|\, D_A^{(1)}\right). \tag{2}$$

Соотношение (2) носит название No-signaling condition (NSC) [2, 3]. Если одна из подсистем имеет две и более совместно неизмеримые наблюдаемые, то операции с совместными вероятностями требуют дополнительного предположения, чтобы не вступать в противоречие с требованием локальности. Таким предположением может служить либо требование того, чтобы измерение не разрушало состояние одной из подсистем, либо принятие «расширенного» NSC:

$$\begin{gathered}
\sum_\gamma w\left(a_\alpha^{(1)},\, c_\gamma^{(1)},\, b_\beta^{(2)} \,|\, D_A^{(1)},\, D_C^{(1)},\, D_B^{(2)}\right) = w\left(a_\alpha^{(1)},\, b_\beta^{(2)} \,|\, D_A^{(1)},\, D_C^{(1)},\, D_B^{(2)}\right), \\
\sum_\alpha w\left(a_\alpha^{(1)},\, b_\beta^{(2)} \,|\, D_A^{(1)},\, D_C^{(1)},\, D_B^{(2)}\right) = w\left(b_\beta^{(2)} \,|\, D_B^{(2)}\right).
\end{gathered} \tag{3}$$

3) *Свобода воли*: состояние физической системы в любой момент времени не может со 100%-й вероятностью влиять на выбор экспериментатором целей эксперимента и набора классических приборов для достижения поставленных целей.

Концепция LR не предполагает эволюции наблюдаемых во времени. Набор критериев, в который явно входило бы понятие времени, впервые был сформулирован в работе [4]. Этот набор называют концепцией макроскопического реализма (MR). Данная концепция базируется на трех принципах:

1) *Macroscopic realism per se* (MRps): физическая система, обладающая несколькими макроскопически различными состояниями, в каждый момент времени находится в одном и только в одном из всех своих возможных состояний.

Это означает, что наблюдаемая $Q(t)$ в каждый момент времени t_i может иметь только одно фиксированное значение $q_i = Q(t_i)$ вне зависимости от того, измеряется или нет величина $Q(t)$ в момент времени t_i. Такой подход позволяет ввести совместные вероятности

$$0 \leqslant w_{ji}(q_j, \ldots, q_k, \ldots, q_i \,|\, t_j, \ldots, t_k, \ldots, t_i) \leqslant 1, \tag{4}$$

где в момент времени $t_k \neq \{t_i, t_j\}$ значение наблюдаемой $Q(t)$ не измеряется.

2) принцип *NIM* утверждает, что можно сколь угодно точно измерить состояние физической системы и при этом сколь угодно мало повлиять на последующую динамику системы.

На языке вероятностей данный принцип можно сформулировать в терминах условия «No-signaling in time» (NSIT):

$$\sum_{q_k} w_{ji}(q_j, \ldots, q_k, \ldots, q_i \,|\, t_j, \ldots, t_k, \ldots, t_i) = w_{ji}(q_j, \ldots, q_i \,|\, t_j, \ldots, t_i), \tag{5}$$

т. е. вероятность измерить значения q_i и q_j наблюдаемой $Q(t)$ не зависит от того, проводилось или нет измерение наблюдаемой $Q(t)$ в момент времени $t_k \neq \{t_i, t_j\}$.

Заметим, что NIM требует проведения над квантовыми объектами неразрушающих измерений, что с точки зрения эксперимента реализовать гораздо труднее, чем обычные проективные измерения, которые необратимо разрушают начальное состояние квантовой системы.

3) *Принцип индукции* (Induction): результат текущего измерения характеристик физической системы не может со 100%-й вероятностью повлиять на то, какие измерения экспериментатор будет проводить в будущем. Нетрудно заметить, что принцип индукции практически совпадает с принципом Свободы воли в концепции LR.

2. КЛАССИЧНОСТЬ

В рамках концепции LR были получены независящие от времени неравенства Вигнера для трех дихотомных наблюдаемых [5] в один момент времени, а на основе концепции MR были найдены зависящие от времени неравенства Леггетта–Гарга в форме Вигнера для одной наблюдаемой и трех различных моментов времени [6, 7]. Естественным образом возникает идея написать неравенства в духе неравенств Вигнера для нескольких наблюдаемых в различные моменты времени с использованием лишь проективных измерений. Будем называть такие неравенства зависящими от времени неравенствами Вигнера. Для обоснования подобных неравенств требуется иная концепция классической парадигмы, которую в литературе чаще всего называют гипотезой реализма (RH) [6, 8–10]. Однако авторы считают более удачным термин «классичность» (Classicality или CL).

В основу CL положены следующие принципы, которые частично пересекаются с принципами, входящими в концепции LR и MR:

1) *Истинность* (Ontism): в любой момент времени t_i физическая система находится в одном из возможных «истинных состояний» или «ontic states» [9, 11].

Каждое «ontic state» полностью описывается уникальной совокупностью значений (спектров) наблюдаемых, относящихся к данной физической системе. При этом мы не предполагаем, что все наблюдаемые, характеризующие «ontic state», совместно измеримы. Таким образом, можно говорить о вероятности для каждого «ontic state» в любой момент времени t:

$$0 \leqslant w(a_\alpha(t),\, b_\beta(t),\, \ldots \,|\, A,\, B,\, \ldots) \leqslant 1. \tag{6}$$

2) *Наблюдаемость* (Epistemism): экспериментатор всегда имеет дело с «наблюдаемым состоянием» или «epistemic state» [9, 11] физической системы. Epistemic states различаются между собой значениями наблюдаемых, которые могут быть совместно измерены в момент времени t_i.

Вероятности для «epistemic states» можно получить из вероятностей для «ontic states», если в искомой вероятности оставить только совместно измеримые наблюдаемые, а по спектру остальных наблюдаемых выполнить суммирование. Ontism позволяет считать, что вероятности появления разных значений спектра какой-либо наблюдаемой (даже если ее невозможно совместно измерить с другими наблюдаемыми!) являются вероятностями несовместных событий и суммируются соответствующим образом.

3) *NSC+NSIT*: для «ontic states» всегда справедливо условие NSIT (5), а в любой момент времени t_i выполняются NSC (2) и «расширенное» NSC (3). Заметим, что справедливость NSC фактически эквивалентна требованию локальности.

Первые три принципа позволяют определить следующую вероятностную связь между значениями наблюдаемой A в моменты времени t_1 и $t_2 > t_1$:

$$\begin{aligned} w\big(a_\epsilon(t_2),\, b_\beta(t_1),\, \ldots \,|\, A,\, B,\, \ldots\big) &= \\ = \sum_\alpha w\big(a_\alpha(t_1) \to a_\epsilon(t_2)\big)\, & w\big(a_\alpha(t_1),\, b_\beta(t_1),\, \ldots \,|\, A,\, B,\, \ldots\big), \end{aligned} \tag{7}$$

т. е. эволюция наблюдаемой A происходит во времени независимо от эволюции остальных наблюдаемых, которые характеризуют квантовую систему.

4) *Независимость*: экспериментатор обладает полной свободой планировать и ставить эксперименты, объективно анализировать полученные результаты.

3. ЗАВИСЯЩИЕ ОТ ВРЕМЕНИ НЕРАВЕНСТВА ВИГНЕРА ДЛЯ ТРЕХ МОМЕНТОВ ВРЕМЕНИ

Пусть физическая система подчиняется концепции классичности и состоит из двух подсистем (1) и (2), между которыми имеется корреляция. Выберем в пространстве состояний три некомпланарных направления, которые задаются единичными векторами: $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$ и $\mathbf{c}$. Обе подсистемы обладают наборами дихотомных наблюдаемых $A^{(i)}$, $B^{(i)}$ и $C^{(i)}$, $i = \{1,\, 2\}$, которые связаны с каждым из направлений.

Например, для квантовой системы со спином $s^{(i)} = 1/2$ примерами таких наблюдаемых служат удвоенные проекции спина на каждую из трех осей в обычно координатном пространстве. Для нейтральных B_s^0-мезонов «направлениями» в пространстве состояний служат состояния с определенным ароматом (B_s^0 и $\bar{B}_s^0$), CP-четностью (B_1 и B_2), а также массой и временем жизни (B_L и B_H). Для упрощения дальнейшего изложения дихотомные наблюдаемые будем называть «спинами», а значения их спектров — «удвоенными проекциями».

Рассмотрим три момента времени: t_0 — начальный момент — и два последующих момента $\{t_1, t_2\} > t_0$. Предположим, что удвоенные проекции спинов каждой из подсистем (1) или (2) на оси $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$ измеряются в моменты времени: t_2 и $t_1 \neq t_2$ соответственно. Проекцию спина $+1/2$ для i-й подсистемы на направление $\mathbf{a}$ в момент времени t_j будем обозначать как $a_+^{(i)}(t_j)$. Остальные обозначения аналогичны. Предположим, что в начальный момент времени t_0 проекции спинов двух подсистем (1) и (2) на любое направление $\mathbf{n}$ полностью антикоррелируют:

$$n_+^{(1)}(t_0) = n_-^{(2)}(t_0). \tag{8}$$

Например, для двух спинов 1/2 в нерелятивистской квантовой механике (НКМ) подобной антикорреляции при $t = t_0$ можно добиться при помощи состояния Белла (спинового синглета):

$$\left|\, \Psi^- \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\left| \, z_+^{(1)} \right\rangle \otimes \left| \, z_-^{(2)} \right\rangle - \left| \, z_-^{(1)} \right\rangle \otimes \left| \, z_+^{(2)} \right\rangle \right). \tag{9}$$

Из (8) и NSC следуют дополнительные симметрийные соотношения между вероятностями. Например,

$$w\big(a_+^{(1)}(t_0), \ldots \,|\, A^{(1)}, \ldots\big) \;=\; w\big(a_-^{(2)}(t_0), \ldots \,|\, A^{(2)}, \ldots\big). \tag{10}$$

Учитывая антикорреляцию (10) в рамках концепции классичности, можем получить следующее неравенство:

$$\begin{aligned}
w\left(a_+^{(2)}(t_2),\, b_+^{(1)}(t_1)\right) \leqslant w\left(a_+^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0\right) w\left(a_+^{(2)}(t_0) \to a_+^{(2)}(t_2)\right) \times \\
\times \left[w\left(b_+^{(1)}(t_0) \to b_+^{(1)}(t_1)\right) + w\left(b_-^{(1)}(t_0) \to b_+^{(1)}(t_1)\right)\right] + \\
+ w\left(a_-^{(2)}, c_+^{(1)}, t_0\right) w\left(a_-^{(2)}(t_0) \to a_+^{(2)}(t_2)\right) \times \\
\times \left[w\left(b_+^{(1)}(t_0) \to b_+^{(1)}(t_1)\right) + w\left(b_-^{(1)}(t_0) \to b_+^{(1)}(t_1)\right)\right] + \\
+ w\left(c_+^{(2)}, b_+^{(1)}, t_0\right) w\left(b_+^{(1)}(t_0) \to b_+^{(1)}(t_!)\right) \times \\
\times \left[w\left(a_+^{(2)}(t_0) \to a_+^{(2)}(t_2)\right) + w\left(a_-^{(2)}(t_0) \to a_+^{(2)}(t_2)\right)\right] + \\
+ w\left(c_+^{(2)}, b_-^{(1)}, t_0\right) w\left(b_-^{(1)}(t_0) \to b_+^{(1)}(t_1)\right) \times \\
\times \left[w\left(a_+^{(2)}(t_0) \to a_+^{(2)}(t_2)\right) + w\left(a_-^{(2)}(t_0) \to a_+^{(2)}(t_2)\right)\right].
\end{aligned} \tag{11}$$

Неравенство (11) назовем зависящим от времени неравенством Вигнера для трех моментов времени. Данное неравенство ранее было опубликовано в работе [12] без вывода и без ссылок на концепцию классичности, поскольку авторами [12] оптимистично предполагалось, что для получения неравенства (11) достаточно использовать только концепцию LR и «здравый смысл». Если $t_2 = t_1$, то возникает более простое для анализа неравенство Вигнера для двух моментов времени.

4. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследуем возможность нарушения неравенства (11) в рамках НКМ в системах нейтральных B_s-мезонов. Можно показать, что при различном выборе соответствий между направлениями $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$, $\mathbf{c}$ и состояниями B_s-мезонов (см. разд. 3) неравенство (11) сводится к серии алгебраических неравенств:

$$A_N(t_2,\, t_1,\, t_0,\, \ldots) \geqslant 1, \tag{12}$$

где $N = \{1, \ldots, 8\}$ — порядковый номер каждого неравенства. Для $B_s^0\bar{B}_s^0$-пар неравенство (11) нарушается при $N = \{7,\, 8\}$, когда

$$\begin{aligned} &a_+^{(i)} \to B_2^{(i)}, && a_-^{(i)} \to B_1^{(i)}, \\ &b_+^{(i)} \to \bar{B}_s^{(i)}\,(B_s^{(i)}), && b_-^{(i)} \to B_s^{(i)}\,(\bar{B}_s^{(i)}), \\ &c_+^{(i)} \to B_L^{(i)}, && c_-^{(i)} \to B_H^{(i)}. \end{aligned}$$

На рис. 1 изображена зависимость функции $A_8(\ldots)$ от t_1 и t_2. Для удобства понимания, в какие моменты времени неравенство (12) нарушается, проведена плоскость $A_8 = 1$. Область нарушения неравенств (12) — это область, где функция $A_8(t_2,\, t_1,\, 0,\, \ldots)$ лежит ниже единицы. Как можно видеть, при $t_1 = t_0 = 0$ и $t_2 = t_0 = 0$ график A_8 практически касается плоскости $A_8 = 1$, что и соответствует результатам для независящих от времени неравенств Вигнера [5]. Для функции $A_8(t_2,\, t_1,\, 0,\, \ldots)$ область нарушения неравенства (12) не симметрична относительно t_1 и t_2. То есть моменты времени t_1 и t_2 неэквивалентны, и важно соблюдать последовательность $t_0 < t_1 < t_2$. Из рис. 1 видно, что неравенство (12) может нарушаться, т. е. в системах нейтральных B_s^0-мезонов имеется принципиальная возможность экспериментальной проверки утверждения о несводимости квантовой парадигмы к классической.

В реальных экспериментах на B-фабриках $B_s^0\bar{B}_s^0$-пары рождаются в смеси чистого флейворного состояния Белла $|\,\Psi^-\,\rangle$, которое возникает из распада $\Upsilon(5S)$-мезона, и фона. То есть начальное состояние пары мезонов необходимо описывать в терминах матрицы плотности. Простым приближением для подобной смеси может служить состояние Вернера:

$$\hat{\rho}^{(W)} = x\,\big|\,\Psi^-\,\big\rangle\big\langle\,\Psi^-\,\big| + \frac{1}{4}(1-x)\,\hat{1}_4, \tag{13}$$

где $\hat{1}_4$ — единичная матрица 4×4. Отсюда возникает новая задача: исследовать нарушения неравенств (12) не только в зависимости от t_1 и t_2, но и от параметра

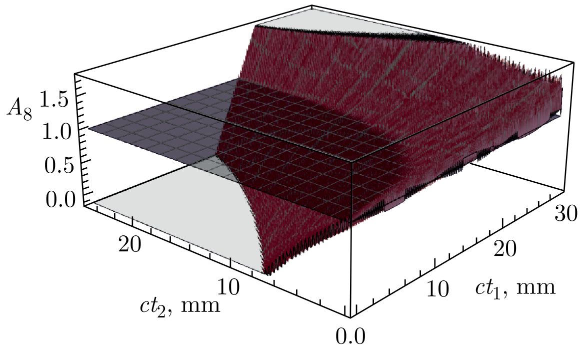

Рис. 1. График функции $A_8(t_2,\, t_1,\, 0,\, \ldots)$ для B_s-мезонов. В момент времени $t_0 = 0$ пара $B_s\bar{B}_s$ находится в чистом флейворном состоянии $\left|\, \Psi^- \right\rangle$. Значения ct_1 и ct_2 измеряются в миллиметрах, отношение $|q/p| = 1$

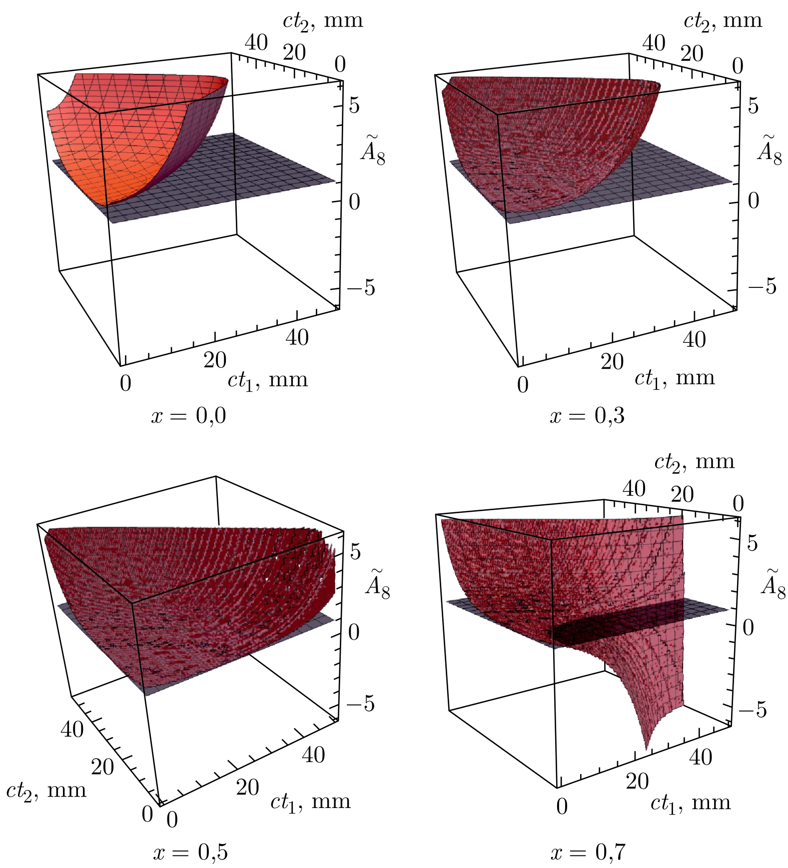

Рис. 2. График функции $\tilde{A}_8(t_2,\, t_1,\, 0,\, x,\, \ldots)$ для B_s-мезонов. В момент времени $t_0 = 0$ пара $B_s\bar{B}_s$ находится в флейворном состоянии Вернера $\hat{\rho}^{(W)}$. Отношение $|q/p| = 1$

чистоты x, который определяет примесь фона. В рамках НКМ неравенство (12) можно свести к виду

$$\tilde{A}_N(t_2,\, t_1,\, t_0,\, x,\, \ldots) \geqslant 1. \tag{14}$$

Номер N для функций $\tilde{A}_N(\ldots)$ полностью коррелирует с номером N для функции $A_N(\ldots)$. Нарушение неравенства (11) соответствует нарушению неравенств (14), т. е. $\tilde{A}_N(t_2,\, t_1,\, t_0,\, x,\, \ldots) < 1$. Из вида состояния Вернера (13) следует, что зависимость $\tilde{A}_N(\ldots)$ от x — линейная. Это тривиальная зависимость по сравнению с нелинейными зависимостями от t_1 и t_2. Ограничимся результатами лишь для определенных значений параметра чистоты x: 0,0 (фон), 0,3, 0,5, 0,7 и 1,0 (чистое состояние рис. 1). Неравенства (14) начинают нарушаться только при достижении параметром x значения $x \approx 0{,}5$, что видно из рис. 2. Таким образом, возможно экспериментально проверять применимость концепции классичности в системах нейтральных $B_s^0\bar{B}_s^0$-пар на B-фабриках даже при значительной доле фоновых процессов.

Один из соавторов (Н. В. Н.) благодарит за финансовую поддержку Российский научный фонд (грант № 22-22-00297: «Редкие четырехлептонные распады тяжелых мезонов в Стандартной модели и ее расширениях»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Einstein A., Podolsky B., Rosen N.* Can Quantum Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? // Phys. Rev. 1935. V. 47, No. 10. P. 777–780.
2. *Cirel'son B. S.* Quantum Generalizations of Bell's Inequality // Lett. Math. Phys. 1980. V. 4. P. 93–100.
3. *Popescu S., Rohrlich D.* Quantum Nonlocality as an Axiom // Found. Phys. 1994. V. 24. P. 379–385.
4. *Leggett A. J., Garg A.* Quantum Mechanics versus Macroscopic Realism: Is the Flux There When Nobody Looks? // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54, No. 9. P. 857–860.
5. *Wigner E. P.* On Hidden Variables and Quantum Mechanical Probabilities // Am. J. Phys. 1970. V. 38, No. 8. P. 1005–1009.
6. *Nikitin N., Toms K.* Wigner Inequalities for Testing the Hypothesis of Realism and Concepts of Macroscopic and Local Realism // Phys. Rev. A. 2019. V. 100, No. 6. P. 062314.
7. *Saha D., Mal S., Panigrahi P. K., Home D.* Wigner's Form of the Leggett–Garg Inequality, the No-Signaling-in-Time Condition, and Unsharp Measurements // Phys. Rev. A. 2015. V. 91, No. 3. P. 032117.
8. *Nikitin N., Toms K.* Test of a Hypothesis of Realism in Quantum Theory Using a Bayesian Approach // Phys. Rev. A. 2017. V. 95, No. 5. P. 052103.
9. *Pusey M. F., Barrett J., Rudolph T.* On the Reality of the Quantum State // Nat. Phys. 2012. V. 8. P. 475–478.
10. *Formaggio J. A., Kaiser D. I., Murskyj M. M., Weiss T. E.* // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117, No. 5. P. 050402.
11. *Harrigan N., Spekkens R. W.* Einstein, Incompleteness, and the Epistemic View of Quantum States // Found. Phys. 2010. V. 40. P. 125–157; arXiv:0706.2661 [quant-ph].
12. *Nikitin N., Sotnikov V., Toms K.* Proposal for Experimental Test of the Time-Dependent Wigner Inequalities for Neutral Pseudoscalar Meson Systems // Phys. Rev. D. 2015. V. 92, No. 1. P. 016008.

Получено 27 октября 2022 г.