

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 530.145

МАССИВНЫЙ КВЕНЧ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ  
КВАНТОВО-ПОЛЕВОЙ СИСТЕМЕ КОНЕЧНОГО РАЗМЕРАГ. А. Симонян<sup>1</sup>, А. Г. Михайленко<sup>2,3</sup>, А. Г. Семенов<sup>2</sup>

*В работе теоретически исследована неравновесная эволюция корреляционных функций квантового скалярного поля после массивного квантового квенча в системе конечного размера. Численно решено самосогласованное уравнение на келдышевскую (статистическую) корреляционную функцию в однопетлевом приближении. Обнаружен специфический пространственно-временной эффект: в момент времени, приблизительно равный половине размера системы, наблюдается резкое возмущение эффективной массы. Показано, что данный эффект обусловлен интерференцией встречных волновых фронтов флуктуаций, распространяющихся внутри светового конуса и индуцированных периодическими граничными условиями.*

**Ключевые слова:** эффекты конечного размера системы, техника Келдыша, квантовый квенч.

*I. Введение.* Изучение сильно неравновесного поведения изолированных квантовых макросистем представляет собой одну из наиболее динамично развивающихся областей современной физики конденсированного состояния и квантовой теории поля (КТП) [1–4]. Одним из наиболее исследованных методов перевода системы в неравновесное состояние является квантовый квенч (quantum quench) – мгновенное скачкообразное изменение одного из параметров гамильтониана (напр., константы связи или массы) [5–10].

<sup>1</sup> МФТИ (национальный исследовательский университет), 141700 Россия, Московская обл., Долгопрудный, Институтский пер., 9.

<sup>2</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр т, 53; e-mail: g.simonyan@alumni.nsu.ru.

<sup>3</sup> Сколковский институт науки и технологий, 121205 Россия, Москва, территория инновационного центра “Сколково”, Большой бул., 30, стр. 1.

Теоретическим фундаментом для описания эволюции после квенча является формализм Келдыша–Швингера [4, 11–13].

Для адекватного описания подобных систем необходим формализм, способный одновременно и самосогласованно учитывать как изменение энергетического спектра элементарных возбуждений (спектральные характеристики), так и эволюцию заселенности этих мод (статистические характеристики). В настоящей работе для решения этой задачи рассматриваются полученные в технике Келдыша–Швингера уравнения Дайсона в самосогласованном однопетлевом приближении.

Квантовый квенч был ранее рассмотрен в таких системах, как конформная теория поля [14], модель Хаббарда [15], модель Изинга [5], и в других спиновых [16], бозонных [17] и фермионных теориях [18–20]. Отличительной чертой настоящей работы является то, что мы рассматриваем систему конечного размера и детально исследуем эффекты, возникающие из-за периодических граничных условий.

В разделе II мы определяем рассматриваемую модель и выводим уравнения на корреляционные функции. В разделе III мы формулируем начальные условия и задаем значения численных параметров. В разделе IV мы представляем основные результаты, связанные с эффектом периодических граничных условий, и объясняем эффект с помощью спектральной функции в координатном представлении. В разделе V, для проверки схемы численного счета, мы приводим вывод альтернативной формулы для келдышевой корреляционной функции, включающей в себя полную спектральную функцию. В разделе VI мы обсуждаем полученные результаты.

*II. Теоретический формализм и техника Келдыша.* Мы рассматриваем одномерную вещественную скалярную квантовую теорию поля в системе длины  $L$  с периодическими граничными условиями, описываемую гамильтонианом:

$$\hat{H} = \frac{1}{2} \int dx [\hat{\pi}^2 + (\partial_x \hat{\varphi})^2 + m^2(t) \hat{\varphi}^2] + \frac{\lambda}{4!} \int dx \hat{\varphi}^4. \quad (1)$$

Здесь  $\hat{\varphi}(t, x)$  и  $\hat{\pi}(t, x)$  – операторы поля и канонически сопряженного импульса, удовлетворяющие каноническим коммутационным соотношениям,  $\lambda > 0$  – константа самодействия. Временная зависимость массы задается в виде ступенчатой функции, моделирующей квенч:

$$m(t) = \begin{cases} m_0, & t \leq 0, \\ m_1, & t > 0. \end{cases} \quad (2)$$

Далее будет показан вывод уравнений для корреляционных функций, аналогичный проделанному в работе [21]. Эволюция среднего значения наблюдаемой  $\hat{O} = O(\hat{\varphi})$  описы-

вается выражением:

$$\text{tr}\{\hat{\rho}_0 \hat{O}^H(t)\} = \text{tr}\{\hat{\rho}_0 \hat{U}^\dagger(t, 0) \hat{O} \hat{U}(t, 0)\}, \quad (3)$$

где  $\hat{\rho}_0$  – оператор матрицы плотности в начальный момент времени  $t = 0$ ,  $\hat{U}(t, 0)$  – оператор эволюции. Матричные элементы операторов эволюции от 0 до  $t$  и обратно можно представить в виде функциональных интегралов по полям  $\varphi^F(t, x)$  и  $\varphi^B(t, x)$ , где индексы  $F$  и  $B$  отвечают прямой (forward) и обратной (backward) ветвям замкнутого контура времени (контура Келдыша):

$$\begin{array}{ccc} \hat{\rho}_0 & \xrightarrow[\hat{U}^\dagger(t, 0)]{\hat{U}(t, 0)} & \xrightarrow[\text{backward}]{\text{forward}} \hat{O}. \end{array}$$

Для удобства введем симметризованные (“классические”)  $\varphi^{cl}$  и антисимметризованные (“квантовые”)  $\varphi^q$  переменные интегрирования в пространственно-временном функциональном интеграле (здесь и далее  $\hbar = 1$ ):

$$\varphi^{cl}(t, x) = \frac{\varphi^F(t, x) + \varphi^B(t, x)}{2}, \quad \varphi^q(t, x) = \varphi^F(t, x) - \varphi^B(t, x). \quad (4)$$

В терминах этих переменных среднее значение наблюдаемой может быть выражено через функциональный интеграл по пространственно-временным конфигурациям полей:

$$\text{tr}\{\hat{\rho}_0 \hat{O}^H(t)\} = \int D\varphi^{cl} D\varphi^q W(\varphi^{cl}(0), \dot{\varphi}^{cl}(0)) O(\varphi^{cl}(t)) \exp\{iS^K\}. \quad (5)$$

Здесь функционал Вигнера начального состояния, описываемого матрицей плотности  $\hat{\rho}_0$ , определен следующим образом:

$$W(\varphi, \pi) = \int \mathcal{D}\phi \left\langle \varphi + \frac{\phi}{2} \left| \hat{\rho}_0 \right| \varphi - \frac{\phi}{2} \right\rangle \exp \left\{ -i \int d^d x \pi \phi \right\}, \quad (6)$$

где интегрирование ведется по пространственным конфигурациям вещественного скалярного поля  $\phi(x)$ , которое является собственным состоянием оператора  $\hat{\phi}(x)$ :  $\hat{\phi}(x)|\phi\rangle = \phi(x)|\phi\rangle$ . Действие Келдыша, определяемое как разность классических действий на двух частях замкнутого контура времени, имеет в данном случае следующий вид:

$$\begin{aligned} S^K = & - \int_0^\infty dt \int dx \varphi^q (\partial_t^2 - \partial_x^2 + m_1^2) \varphi^{cl} - \\ & - \frac{\lambda}{6} \int_0^\infty dt \int dx \varphi^q (\varphi^{cl})^3 - \frac{\lambda}{24} \int_0^\infty dt \int dx (\varphi^q)^3 \varphi^{cl}. \end{aligned} \quad (7)$$

Основными объектами исследования являются двухточечные корреляционные функции. Келдышевская (статистическая) функция Грина задается выражением:

$$\langle \varphi^{cl}(t_1, x_1) \varphi^{cl}(t_2, x_2) \rangle =: F(t_1, x_1; t_2, x_2) = \frac{1}{2} \text{tr} \{ \hat{\rho}_0 \{ \hat{\varphi}(t_1, x_1), \hat{\varphi}(t_2, x_2) \} \}. \quad (8)$$

Спектральная функция Грина  $\rho(t_1, x_1; t_2, x_2)$ , определяющая причинную динамику и коммутационные соотношения, записывается как:

$$\begin{aligned} \langle \varphi^{cl}(t_1, x_1) \varphi^q(t_2, x_2) \rangle &=: -i\theta(t_1 - t_2) \rho(t_1, x_1; t_2, x_2) = \\ &= \theta(t_1 - t_2) \text{tr} \{ \hat{\rho}_0 [\hat{\varphi}(t_1, x_1), \hat{\varphi}(t_2, x_2)] \}, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\theta(t_1 - t_2)$  – функция Хевисайда. Келдышевская и спектральная функции обладают свойствами (анти)симметрии:

$$\begin{aligned} F(t_1, x_1; t_2, x_2) &= F(t_2, x_2; t_1, x_1), \\ \rho(t_1, x_1; t_2, x_2) &= -\rho(t_2, x_2; t_1, x_1). \end{aligned} \quad (10)$$

Для пространственно-однородного распределения при нулевом среднем поле ( $\langle \varphi \rangle = 0$ ) применение формализма двухчастично-неприводимого эффективного действия или, эквивалентно, процедуры частичного пересуммирования в однопетлевом приближении (приближении Хартри–Фока) диаграмм, входящих в уравнения Дайсона–Швингера, приводит к замкнутой системе дифференциальных уравнений. Явный вид уравнений Дайсона в этом приближении:

$$\text{---} = \text{---} + \text{---} \leftarrow \text{---} \text{---} \Sigma^R \text{---} = + \text{---} \text{---} \Sigma^A \text{---} \rightarrow \text{---} \quad (11)$$

$$\text{---} \leftarrow \text{---} = \text{---} \leftarrow \text{---} + \text{---} \leftarrow \text{---} \text{---} \Sigma^R \text{---} \leftarrow \text{---} \quad (12)$$

$$\text{---} \text{---} \Sigma^R \text{---} \text{---} = \text{---} \text{---} \text{---} + o(\lambda) \quad (13)$$

Здесь прямая линия – это келдышевская функция  $\langle \varphi^{cl}(t_1, x_1) \varphi^{cl}(t_2, x_2) \rangle$ , а линия со стрелкой – запаздывающая функция  $\langle \varphi^{cl}(t_1, x_1) \varphi^q(t_2, x_2) \rangle$ . Тонкая линия отвечает свободной функции, а двойная – взаимодействующей. Опережающая и запаздывающая собственные энергетические части связаны соотношением  $\Sigma^A(t_1, x_1; t_2, x_2) = \Sigma^R(t_2, x_2; t_1, x_1)$ .

Для численного моделирования пространственная координата дискретизуется на содержащей  $N$  узлов решетке с шагом  $a$ , так что полный размер системы равен  $L = aN$ . В импульсном представлении уравнения Дайсона в однопетлевом приближении для пространственно-однородного случая сводятся к следующей системе уравнений:

$$\left( \partial_{t_1}^2 + M_{\text{eff}}^2(t_1) + \frac{4}{a^2} \sin^2 \frac{ap}{2} \right) F_p(t_1, t_2) = 0, \quad (14)$$

$$\left( \partial_{t_1}^2 + M_{\text{eff}}^2(t_1) + \frac{4}{a^2} \sin^2 \frac{ap}{2} \right) \rho_p(t_1, t_2) = 0. \quad (15)$$

Эффективная масса  $M_{\text{eff}}(t)$  определяется самосогласованно через сумму по всем импульсным модам от келдышевской корреляционной функции при совпадающих временах:

$$M_{\text{eff}}^2(t) = m_1^2 + \delta m^2 + \frac{\lambda}{2L} \sum_q F_q(t, t). \quad (16)$$

Здесь  $\delta m^2 = -\frac{\lambda}{4L} \sum_q \frac{1}{\omega_{1,q}}$  – контрчлен, необходимый для компенсации расходимости, возникающей в последнем слагаемом. Покажем источник этой расходимости на примере свободной келдышевской корреляционной функции, вычисленной с помощью метода боголюбовских коэффициентов. Для интересующего нас случая, когда до момента квенча взаимодействие отсутствовало, а система находилась в равновесном состоянии при температуре  $T$ , эта функция имеет вид:

$$F_{0,p}(t_1, t_2) = \frac{\coth\left(\frac{\omega_{0,p}}{2T}\right)}{4\omega_{1,p}} \times \left[ \left( \frac{\omega_{1,p}}{\omega_{0,p}} + \frac{\omega_{0,p}}{\omega_{1,p}} \right) \cos(\omega_{1,p}(t_1 - t_2)) + \left( \frac{\omega_{1,p}}{\omega_{0,p}} - \frac{\omega_{0,p}}{\omega_{1,p}} \right) \cos(\omega_{1,p}(t_1 + t_2)) \right]. \quad (17)$$

Здесь частоты  $\omega_{0,p}$  и  $\omega_{1,p}$  – моды с импульсом  $p$  до и после квенча (без учета взаимодействия), соответственно:

$$\omega_{0,p} = \sqrt{m_0^2 + \frac{4}{a^2} \sin^2 \frac{pa}{2}}, \quad (18)$$

$$\omega_{1,p} = \sqrt{m_1^2 + \frac{4}{a^2} \sin^2 \frac{pa}{2}}. \quad (19)$$

Поскольку  $F_{0,q} \propto \coth\left(\frac{\omega_{0,q}}{2T}\right) = 2n_{0,q} + 1$ , где  $n_{0,q} = 1/(e^{\omega_{0,q}/T} - 1)$ , то при суммировании по импульсам возникает расходящаяся сумма энергий вакуумных нулевых колебаний. Для ее устранения нужно добавить указанный выше контрчлен  $\delta m^2$ .

*III. Начальные условия и численные параметры.* Мы рассматриваем ситуацию, когда до момента квенча ( $t \leq 0$ ) взаимодействие отсутствовало, а система находилась в состоянии термодинамического равновесия с температурой  $T$  и затравочной массой  $m_0$ .

Начальные условия для келдышевской функции  $F_p(t_1, t_2)$  определяются функционалом Вигнера начального состояния. В данном случае:

$$F_p(0, 0) = \frac{1}{2\omega_{0,p}} \coth \frac{\omega_{0,p}}{2T}, \quad (20)$$

$$\partial_{t_1} F_p(t_1, t_2) \big|_{t_1=t_2=0} = 0, \quad (21)$$

$$\partial_{t_1} \partial_{t_2} F_p(t_1, t_2) \big|_{t_1=t_2=0} = \frac{\omega_{0,p}}{2} \coth \frac{\omega_{0,p}}{2T}. \quad (22)$$

Начальные условия для спектральной функции  $\rho_p(t_1, t_2)$  определяются каноническими коммутационными соотношениями и не зависят от начального состояния:

$$\rho_p(0, 0) = 0, \quad (23)$$

$$\partial_{t_1} \rho_p(t_1, t_2) \big|_{t_1=t_2=0} = 1, \quad (24)$$

$$\partial_{t_1} \partial_{t_2} \rho_p(t_1, t_2) \big|_{t_1=t_2=0} = 0. \quad (25)$$

В расчетах использовались следующие безразмерные параметры системы: число узлов решетки  $N = 512$ , константа связи  $\lambda = 10$ , начальная масса до квенча  $m_0 = 1.5$ , конечная масса после квенча  $m_1 = 1$ , температура  $T = 0.1$ . Для исследования эффектов, связанных с периодическими граничными условиями, рассматривались разные значения пространственного размера системы  $L = 10, 30, 60$ .

*IV. Эффект интерференции и световой конус.* Основным результатом численного анализа эволюции системы после квенча является обнаружение скачкообразного изменения в поведении эффективной массы  $M_{\text{eff}}(t)$  в момент времени  $t \approx L/2$ . Динамика эффективной массы для различных пространственных размеров кольца представлена на рис. 1. Для эффективного объяснения физической природы данного явления полезно перейти от импульсного представления к пространственному анализу запаздывающей функции Грина на кольце.

В силу периодических граничных условий связь между спектральной функцией на кольце  $\rho_j^{\text{ring}}(t) = \rho^{\text{ring}}(t, ja; 0, 0)$  (где  $j$  — пространственный индекс узла) и функцией на бесконечной прямой  $\rho_j^{\text{line}}(t)$  может быть представлена в виде бесконечной суммы по секторам:

$$\rho_j^{\text{ring}}(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \rho_{j+nN}^{\text{line}}(t). \quad (26)$$

Из соображений микролокальности в КТП, спектральная функция на прямой строго обращается в нуль вне светового конуса (в выбранных единицах скорость света  $c = 1$ ):

$$\rho_{j+nN}^{\text{line}}(t) = 0 \quad \text{при} \quad |j + nN| \cdot a > t. \quad (27)$$

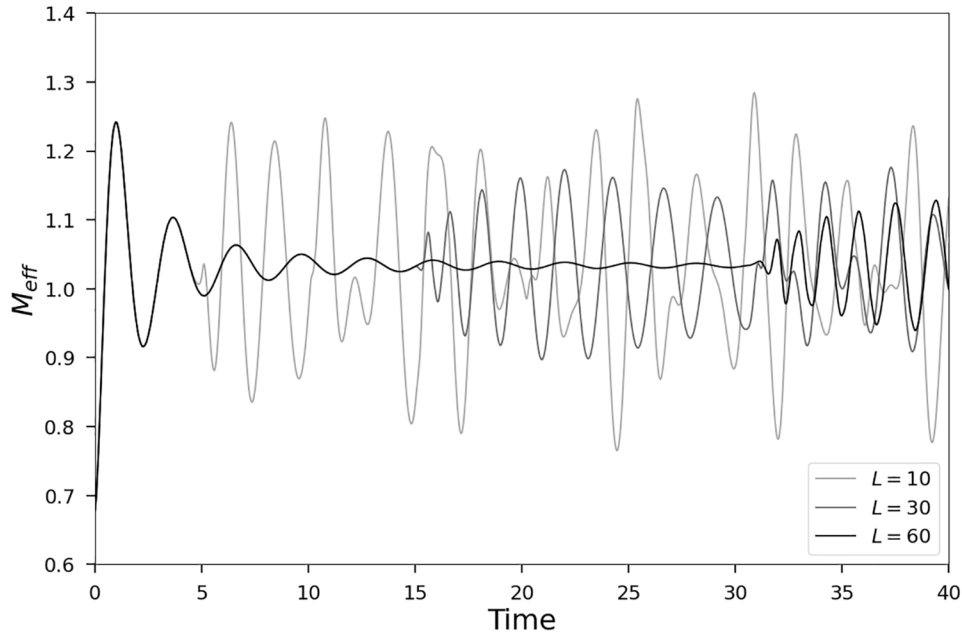


Рис. 1: Временная эволюция эффективной массы  $M_{\text{eff}}(t)$  после квантового квенча для различных пространственных размеров системы  $L = 10, 30, 60$ .

Из формулы (26) видно, что при  $t = L/2$  в правой части уравнения индекс суммирования  $n$  принимает не только нулевое значение, как это было при  $t < L/2$ , но и значения  $n = \pm 1$ . Пространственно-временная зависимость запаздывающей функции Грина (с характерным световым конусом) показана на рис. 2.

Сравнение результатов на кольце и на прямой представлено на рис. 3. Поведение запаздывающей функции на прямой моделировалось на кольце, размер которого в 4 раза превышал исходный. Как можно заметить из графиков, результаты вычислений двумя способами с высокой точностью совпадают.

Таким образом, данный эффект является результатом интерференции движущихся в противоположных направлениях флуктуаций, оказывающихся в одной и той же точке пространства из-за периодических граничных условий.

*V. Альтернативное вычисление келдышевской функции.* Для проверки того, что описанное выше изменение в поведении эффективной массы не является артефактом схемы численного счета, вычислим келдышевскую функцию, используя другой метод. Для этого получим из уравнений Дайсона выражение для спектральной функции в терминах свободной келдышевской функции и взаимодействующей спектральной функции.

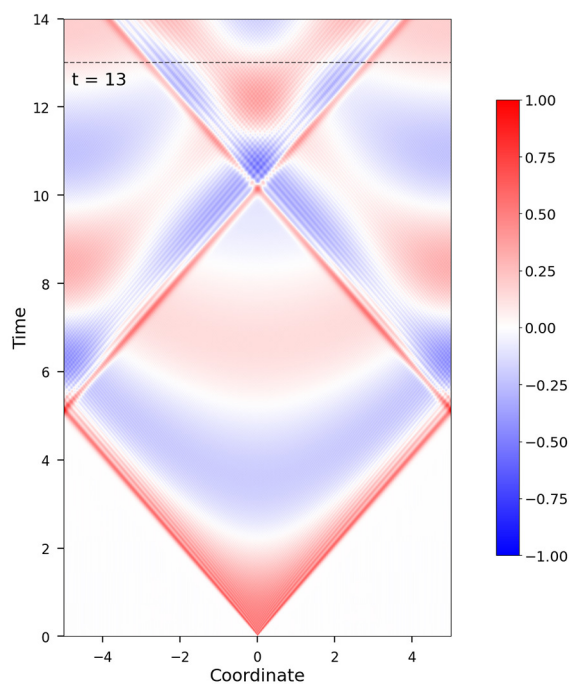


Рис. 2: Световой конус запаздывающей функции.

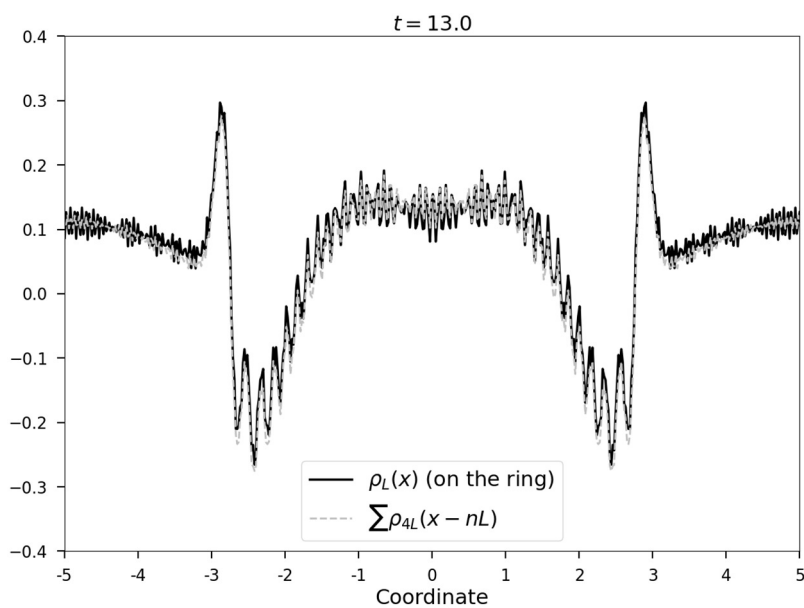


Рис. 3: Световой конус и сравнение запаздывающих функций, вычисленных двумя способами.

Допустим, что, численно решив уравнения Дайсона, мы уже нашли одновременную келдышевскую функцию  $F_p(t, t)$ . Тогда можно заменить петлю в собственной энерге-

тической части на посчитанную величину, которую в диаграммах будем обозначать квадратом. Воспользовавшись уравнением Дайсона (11), в котором петля заменена на квадрат, получим тождество:

$$\begin{array}{c} \boxed{\times} \\ \text{---} \bullet \text{---} \end{array} = \begin{array}{c} \boxed{\times} \\ \text{---} \bullet \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \boxed{\times} \quad \boxed{\times} \\ \text{---} \bullet \quad \bullet \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \boxed{\times} \quad \boxed{\times} \\ \text{---} \bullet \quad \bullet \text{---} \end{array} \quad (28)$$

Здесь мы переписали полную корреляционную функцию в левой части диаграммы, используя указанное выше уравнение Дайсона (11). Выразив последнюю диаграмму в правой части с помощью другого уравнения Дайсона (12), получим:

$$\begin{array}{c} \boxed{\times} \\ \text{---} \bullet \text{---} \end{array} = \begin{array}{c} \boxed{\times} \\ \text{---} \bullet \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \boxed{\times} \quad \boxed{\times} \\ \text{---} \bullet \quad \bullet \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \boxed{\times} \\ \text{---} \bullet \text{---} \end{array} - \begin{array}{c} \boxed{\times} \\ \text{---} \bullet \text{---} \end{array} \quad (29)$$

Выразив отсюда последнюю диаграмму и подставив ее обратно в уравнение (11), получим искомое выражение для келдышевской функции  $F_p(t_1, t_2)$ :

$$\begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \end{array} = \begin{array}{c} \text{---} \bullet \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \boxed{\times} \\ \text{---} \bullet \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \boxed{\times} \\ \text{---} \bullet \text{---} \end{array} + \begin{array}{c} \boxed{\times} \quad \boxed{\times} \\ \text{---} \bullet \quad \bullet \text{---} \end{array} \quad (30)$$

Отсюда получим явное выражение для одновременной келдышевской функции:

$$\begin{aligned} F_p(t, t) &= F_{0,p}(t, t) - 2 \int_0^t d\tau \rho(t, \tau) \Sigma(\tau) F_{0,p}(\tau, t) + \\ &+ \int_0^t d\tau_1 \int_0^t d\tau_2 \rho(t, \tau_1) \Sigma(\tau_1) F_{0,p}(\tau_1, \tau_2) \Sigma(\tau_2) \rho(\tau_2, t), \end{aligned} \quad (31)$$

где  $\Sigma(\tau) = M_{\text{eff}}^2(\tau) - m_1^2$ . Сравнив два метода, мы получили, что решения совпадают с очень высокой точностью. Это подтверждает, что результат работы не является артефактом численного счета.

*VI. Обсуждение результатов.* В настоящей работе была исследована неравновесная динамика квантово-полевой скалярной модели  $\varphi^4$  после массивного квантового квенча в пространственно-одномерном случае. Ключевым результатом проведенного численного моделирования является обнаружение возмущения временной зависимости эффективной массы  $M_{\text{eff}}(t)$  в момент времени  $t \approx L/2$ .

Как показал детальный теоретический анализ, выполненный в Разделе 4, этот эффект носит чисто геометрический характер и обусловлен периодическими граничными

условиями. В момент времени  $t = L/2$  встречные волновые фронты квантовых флуктуаций, изотропно родившихся в момент кванча, оббегают ровно половину кольца и начинают сильно интерферировать друг с другом.

Полученные выводы подчеркивают важность учета эффектов конечного размера системы при описании сильно неравновесных явлений и могут служить теоретическим базисом для интерпретации прецизионных экспериментов с ультрахолодными атомами в периодических одномерных ловушках [22], где эффекты конечного размера системы принципиально неустранимы.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 25-22-00832).

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] J. Berges, Nonequilibrium Quantum Fields: From Cold Atoms to Cosmology (arXiv, 2015). <https://arxiv.org/abs/1503.02907>.
- [2] A. Kamenev, *Field theory of non-equilibrium systems* (Cambridge University Press, 2023). <https://doi.org/10.1017/9781108769266>.
- [3] П. И. Арсеев, УФН **185**(12), 1271 (2015). <https://doi.org/10.3367/UFNe.0185.201512b.1271>.
- [4] L. Batini, A. Chatrchyan, J. Berges, Phys. Rev. D **109**(2), 023502 (2024). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.109.023502>.
- [5] P. Calabrese, J. Cardy, J. Stat. Mech. **2007**(06), P06008 (2007). <https://doi.org/10.1088/1742-5468/2007/06/P06008>.
- [6] Д. В. Лопатин, А. А. Радовская, А. Г. Семенов, Письма в ЖЭТФ **124**, 152 (2026). <https://doi.org/10.7868/S3034576626070208>.
- [7] D. S. Ageev, A. A. Bagrov, A. I. Belokon, et al., Phys. Rev. D **110**(6), 065011 (2024). <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.110.065011>.
- [8] I. A. Belkovich, D. Sadekov, G. S. Zverev, Phys. Rev. D **113**(6), 065027 (2026). <https://doi.org/10.1103/7tq5-bkn3>.
- [9] А. А. Радовская, А. Г. Семенов, Письма в ЖЭТФ **118**(12), 921 (2023). <https://doi.org/10.1134/S0021364023603639>.
- [10] A. Mitra, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **9**(1), 245 (2018). <https://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-031016-025451>.

- [11] E. T. Akhmedov, Int. J. Mod. Phys. D **23**(01), 1430001 (2014).  
<https://doi.org/10.1142/S0218271814300018>.
- [12] Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**(4), 1515 (1964). [https://doi.org/10.1142/9789811279461\\_0007](https://doi.org/10.1142/9789811279461_0007).
- [13] L. M. Sieberer, M. Buchhold, S. Diehl, Rep. Prog. Phys. **79**(9), 096001 (2016).  
<https://doi.org/10.1088/0034-4885/79/9/096001>.
- [14] S. R. Das, D. A. Galante, R. C. Myers, Phys. Rev. Lett. **112**(17), 171601 (2014).  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.171601>.
- [15] M. Schiró, M. Fabrizio, Phys. Rev. Lett. **105**(7), 076401 (2010).  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.076401>.
- [16] R. Menu, T. Roscilde, Phys. Rev. B **98**(20), 205145 (2018).  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.205145>.
- [17] S. Sotiriadis, J. Cardy, Phys. Rev. B **81**(13), 134305 (2010).  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.134305>.
- [18] S. Liu, JHEP **2019**(7), 104 (2019). [https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2019\)104](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2019)104).
- [19] G. Roux, Phys. Rev. A **79**(2), 021608 (2009).  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.79.021608>.
- [20] M.-R. Li, S.-K. Jian, Quantum electrodynamics under a quench (arXiv, 2023).  
<https://arxiv.org/abs/2312.13531>.
- [21] А. Г. Михайленко, А. Г. Семенов, ТМФ **227**(1), 143 (2026).  
<https://doi.org/10.4213/tmf11137>.
- [22] A. Zenesini, A. Berti, R. Cominotti, et al., Nature Phys. **20**, 558 (2024).  
<https://doi.org/10.1038/s41567-023-02345-4>.

Поступила в редакцию 17 июля 2026 г.

После доработки 7 сентября 2026 г.

Принята к публикации 8 сентября 2026 г.