



ИТОГИ НАУКИ И ТЕХНИКИ.
Современная математика и ее приложения.
Тематические обзоры.
Том 234 (2024). С. 75–82
DOI: 10.36535/2782-4438-2024-234-75-82

УДК 530.145.86, 004.942

КВАНТОВЫЙ ПОИСК С РАЗРУШАЮЩИМ СЦЕПЛЕННОСТЬ КАНАЛОМ ОБРАЩЕНИЯ К ОРАКУЛУ

© 2024 г. А. Э. РАСТЁГИН, А. М. ШЕМЕТ

Аннотация. Работа посвящена исследованию квантового поиска в случае, когда обмен данных с оракулом подвержен разрушающим сцепленность искажениям. Исследовано влияние разрушающих сцепленность искажений на эволюцию вероятности успеха и когерентности квантового регистра относительно вычислительного базиса.

Ключевые слова: квантовый поиск, итерация Гровера, разрушающий сцепленность канал, вероятность успеха, относительная энтропия когерентности.

QUANTUM SEARCH WITH ENTANGLEMENT-BREAKING CHANNEL OF QUERIES TO THE ORACLE

© 2024 А. Е. RASTEGIN, А. М. SHEMET

ABSTRACT. This paper is devoted to the study of quantum search in the case of entanglement-breaking distortions in queries to the oracle. We examine an influence of entanglement-breaking distortions on evolution of the success probability and the register coherence with respect to the computational basis.

Keywords and phrases: quantum search, Grover iteration, entanglement-breaking channel, success probability, relative entropy of coherence.

AMS Subject Classification: 81P45, 81P68

1. Введение. В настоящее время значительное внимание уделяется использованию квантовых носителей как средств передачи и обработки информации (см. [1, 2]). Они позволяют в ряде случаев достичь значительного повышения секретности коммуникации и ускорения работы алгоритмов, как, например, в известном достижении Шора (см. [11]). Хотя квантовые информационные технологии имеют статус развивающихся, наблюдается явный прогресс как в теории, так и в плане реализации устойчивых к шумам квантовых вычислений с десятками или даже сотнями кубитов. Системы квантового распределения секретного ключа уже представлены на рынке технологических решений в области кибербезопасности. Построение квантовых компьютеров с достаточным для практических целей числом кубитов оценивается как вполне реалистичная, хотя и очень сложная технологическая задача.

Алгоритм поиска Гровера (см. [4]) стал основой для целого семейства родственных методов квантового усиления амплитуды. Однако до последнего времени оставался незатронутым вопрос о функционировании квантового поиска с зашумленными компонентами. Превосходство квантовых алгоритмов над классическими основано на использовании неклассических корреляций в суперпозиционном состоянии квантового регистра. Хорошо известно, что эти корреляции очень

Работа выполнена при поддержке гранта Иркутского государственного университета для молодых ученых № 091-23-309 «Динамика корреляций и когерентности в алгоритмах квантового поиска при наличии шума».

чувствительны к помехам, возникающим при взаимодействии с окружением. Проблема реализации устойчивых к ошибкам квантовых вычислений с достаточно большим количеством кубитов является одним из основных препятствий на пути создания квантовых компьютеров.

Воздействие дефазировки на квантовый поиск было рассмотрено с различных точек зрения в [7, 10]. Статьи [8, 9] посвящены квантовому поиску с затуханием и деполяризацией в линиях связи с оракулом и развивают направление, инициированное статьей [7]. Хотя эти исследования и не охватывают всех возможных сценариев, нам удалось проанализировать основные характеристики в зависимости от числа итераций. Предварительный анализ модельных случаев вполне уместен в рамках формулировки сценариев квантового поиска с комбинацией помех различных типов. В данной работе представлены результаты моделирования алгоритма Гровера с разрушающим сцеплением воздействием в линиях связи с оракулом.

2. Основные определения. Пространство поиска содержит $N = 2^n$ строк $x = (x_1 \cdots x_n)$ с $x_j \in \{0, 1\}$, дающих числа множества $\{0, 1, \dots, N-1\}$ в бинарном представлении. Требуется найти одну из целевых строк из набора $\mathcal{M}$, тогда как остальные строки лежат в дополнении $\mathcal{M}^c$. Без потери общности принимаем $1 \leq |\mathcal{M}| \leq N/2$. После инициализации n -кубитового регистра в состояние $|0\rangle$ применяется преобразование Адамара с результатом

$$|\psi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{x=0}^{N-1} |x\rangle. \quad (1)$$

Итерация Гровера начинается с запроса к оракулу, что приводит к умножению каждого целевого состояния на $\exp(i\pi)$ и описывается оператором J . Второй шаг итерации, известный как «инверсия относительно среднего», имеет вид

$$K = 2|\psi(0)\rangle\langle\psi(0)| - \mathbb{1}_N, \quad (2)$$

где $\mathbb{1}_N$ обозначает тождественный оператор в пространстве состояний n кубитов. Тем самым итерация Гровера представляется оператором $G = KJ$. Эволюцию состояния квантового регистра удобно показать в терминах нормированных суперпозиций нецелевых и целевых состояний (см. [7]):

$$|w\rangle = \frac{1}{\sqrt{N-M}} \sum_{x \in \mathcal{M}^c} |x\rangle, \quad |m\rangle = \frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{x \in \mathcal{M}} |x\rangle. \quad (3)$$

Угол $\theta \in (0, \pi/2)$ удовлетворяет условиям $\cos \theta = 1 - 2M/N$, $\sin^2(\theta/2) = M/N$ и $\cos^2(\theta/2) = 1 - M/N$. В базисе $\{|m\rangle, |w\rangle\}$ итерация Гровера принимает наглядную форму, поворачивая состояние регистра в сторону целевой суперпозиции $|m\rangle$ на угол θ . В результате t итераций получается чистое состояние

$$|\psi(t)\rangle = G^t |\psi(0)\rangle = \cos(t\theta + \theta/2) |w\rangle + \sin(t\theta + \theta/2) |m\rangle. \quad (4)$$

При отсутствии шума вероятность успеха выражается в виде

$$P_{\text{suc}}^{(0)}(t) = \langle\psi(t)|\Pi_{\mathcal{M}}|\psi(t)\rangle = \sin^2(t\theta + \theta/2), \quad (5)$$

где проектор на подпространство целевых состояний равен

$$\Pi_{\mathcal{M}} = \sum_{x \in \mathcal{M}} |x\rangle\langle x|. \quad (6)$$

В последние годы известное внимание уделяется изучению квантовой когерентности как вычислительного ресурса, в том числе применительно к алгоритмам поиска (см. [5]). Пусть множество $\mathcal{I}$ содержит все матрицы плотности вида

$$\delta = \sum_{x=0}^{N-1} b(x) |x\rangle\langle x|, \quad \sum_{x=0}^{N-1} b(x) = 1. \quad (7)$$

Для двух нормированных матриц плотности ρ и ω квантовая относительная энтропия равна (см. [1])

$$D_1(\rho||\omega) = \begin{cases} \text{tr}(\rho \ln \rho - \rho \ln \omega), & \text{если } \text{ran}(\rho) \subseteq \text{ran}(\omega), \\ +\infty, & \text{иначе,} \end{cases} \quad (8)$$

где $\text{ran}(\rho)$ обозначает образ ρ . Определим квантификатор когерентности $C_1(\rho)$ как минимум относительной энтропии $D_1(\rho||\delta)$ по отношению ко всем некогерентным состояниям $\delta \in \mathcal{I}$ (см. [3]). В результате получаем величину

$$C_1(\rho) = \min_{\delta \in \mathcal{I}} D_1(\rho||\delta) \equiv S_1(\rho_{\text{diag}}) - S_1(\rho), \quad (9)$$

где энтропия фон Неймана $S_1(\rho) = -\text{tr}(\rho \ln \rho)$ и «ближайшее» к ρ некогерентное состояние

$$\rho_{\text{diag}} = \sum_{x=0}^{N-1} p(x; \rho) |x\rangle\langle x|, \quad p(x; \rho) = \langle x|\rho|x\rangle. \quad (10)$$

Сохраняющее след вполне положительное преобразование (10) описывает измерение в вычислительном базисе. Кроме того, оно является примером разрушающего сцепленность квантового канала (см. [2]).

3. Модель квантового поиска с разрушением сцепленности. Многообразие различных сценариев воздействия шума на квантовые алгоритмы чрезвычайно велико. Поэтому целесообразно ограничиться одним типом вносимых ошибок, по крайней мере на начальном этапе анализа. Для параметра $0 \leq \lambda \leq 1$ рассмотрим семейство вполне положительных преобразований вида

$$\rho \mapsto \Phi_\lambda(\rho) = (1 - \lambda)\rho + \lambda\Gamma(\rho), \quad (11)$$

где преобразование $\rho \mapsto \Gamma(\rho)$ вводится по отношению к ортонормированному базису $\{|g\rangle\}$ как

$$\Gamma(\rho) = \sum_{g=0}^{N-1} |g\rangle\langle g|\rho|g\rangle\langle g|. \quad (12)$$

При наличии разрушающих сцепленность искажений в линиях связи с оракулом изменения матрицы плотности на итерации t описываются уравнением

$$\varrho(t) \mapsto \varrho(t+1) = \Upsilon_K \circ \Phi_\lambda \circ \Upsilon_J \circ \Phi_\lambda(\varrho(t)), \quad (13)$$

а унитарные каналы $\Upsilon_J(\rho) = J\rho J^\dagger$ и $\Upsilon_K(\rho) = K\rho K^\dagger$ отвечают неискаженному шумом квантовому поиску. Для того чтобы решить рекуррентное соотношение (13) в замкнутой форме, нужно задать конкретный вид отображения (12). Достаточно содержательная динамика возникает уже в простейшем эффективно двумерном случае, когда базис $\{|g\rangle\}$ включает кет-векторы $|w\rangle$ и $|m\rangle$. Имеет место следующая теорема.

Теорема 1. Пусть n -кубитовый регистр инициализирован в состоянии (1), а его матрица плотности эволюционирует согласно (13) с базисом $\{|g\rangle\}$, содержащим $|w\rangle$ и $|m\rangle$. Для всех целых $t \geq 0$ матрица плотности регистра выражается в виде

$$\varrho(t) = \frac{1 + r_z(t)}{2} |w\rangle\langle w| + r_x(t) (|w\rangle\langle m| + |m\rangle\langle w|) + \frac{1 - r_z(t)}{2} |m\rangle\langle m| \quad (14)$$

со следующими коэффициентами:

$$r_x(t) = a_{xx}(t) \sin \theta + a_{xz}(t) \cos \theta, \quad (15)$$

$$r_z(t) = a_{zx}(t) \sin \theta + a_{zz}(t) \cos \theta, \quad (16)$$

$$a_{xx}(t) = \frac{\mu_+^{t+1} - \mu_-^{t+1} - (\mu_+^t - \mu_-^t) \cos 2\theta}{\mu_+ - \mu_-}, \quad (17)$$

$$a_{xz}(t) = \frac{(\mu_+^t - \mu_-^t)(\cos 2\theta - \mu_+)(\cos 2\theta - \mu_-)}{(\mu_+ - \mu_-)\nu \sin 2\theta}, \quad (18)$$

$$a_{zx}(t) = \frac{-(\mu_+^t - \mu_-^t)\nu \sin 2\theta}{\mu_+ - \mu_-}, \quad (19)$$

$$a_{zz}(t) = \frac{\mu_+^t(\cos 2\theta - \mu_-) + \mu_-^t(\mu_+ - \cos 2\theta)}{\mu_+ - \mu_-}, \quad (20)$$

$$2de \nu = (1 - \lambda)^2 u$$

$$2\mu_{\pm} = (1 + \nu) \cos 2\theta \pm \sqrt{(1 + \nu)^2 \cos^2 2\theta - 4\nu}. \quad (21)$$

Доказательство. Нетрудно видеть, что в рамках принятых условий входящие в (13) преобразования оставляют подпространство $\text{span}\{|w\rangle, |m\rangle\}$ инвариантным. Следуя [7, 8], представим матрицу плотности регистра в терминах эффективного вектора Блоха (r_x, r_y, r_z) , так что

$$\begin{aligned} 2\varrho(t) &= (1 + r_z(t))|w\rangle\langle w| + (r_x(t) - ir_y(t))|w\rangle\langle m| + \\ &\quad + (r_x(t) + ir_y(t))|m\rangle\langle w| + (1 - r_z(t))|m\rangle\langle m| = \\ &= \begin{pmatrix} 1 + r_z(t) & r_x(t) - ir_y(t) \\ r_x(t) + ir_y(t) & 1 - r_z(t) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (22)$$

Начальному состоянию (1) соответствует вектор Блоха с компонентами $r_x(0) = \sin \theta$, $r_y(0) = 0$ и $r_z(0) = \cos \theta$. В [7, 8] было показано, что

$$K = \cos \theta |w\rangle\langle w| + \sin \theta (|w\rangle\langle m| + |m\rangle\langle w|) - \cos \theta |m\rangle\langle m| \quad (23)$$

и в подпространстве $\text{span}\{|w\rangle, |m\rangle\}$ имеют место соотношения

$$\sigma_x \xrightarrow{\Upsilon_K} -\cos 2\theta \sigma_x + \sin 2\theta \sigma_z, \quad \sigma_z \xrightarrow{\Upsilon_K} \sin 2\theta \sigma_x + \cos 2\theta \sigma_z.$$

Если $r_y = 0$, то преобразование Υ_K описывается формулой

$$\begin{pmatrix} r_x \\ r_z \end{pmatrix} \mapsto \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_x \\ r_z \end{pmatrix}. \quad (24)$$

В результате преобразования Υ_J изменяется знак у компоненты r_x , тогда как преобразование Φ_λ умножает эту компоненту на фактор $1 - \lambda = \sqrt{\nu}$. Итак, после каждой итерации t вектор Блоха имеет только две ненулевые компоненты $r_x(t)$ и $r_z(t)$. Поэтому рекуррентное соотношение (13) принимает вид

$$\mathbf{r}(t) \mapsto \mathbf{r}(t+1) = \mathbf{A}\mathbf{r}(t), \quad (25)$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \nu \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ -\nu \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix}. \quad (26)$$

С учетом формул (39)–(40) вектор Блоха после итераций записывается в виде $\mathbf{r}(t) = \mathbf{A}^t \mathbf{r}(0)$ с матрицей

$$\begin{aligned} \mathbf{A}^t &= \frac{\nu^{-1}}{\sin 2\theta(\mu_- - \mu_+)} \begin{pmatrix} \cos 2\theta - \mu_+ & \cos 2\theta - \mu_- \\ \nu \sin 2\theta & \nu \sin 2\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu_+^t & 0 \\ 0 & \mu_-^t \end{pmatrix} \times \\ &\quad \times \begin{pmatrix} \nu \sin 2\theta & \mu_- - \cos 2\theta \\ -\nu \sin 2\theta & \cos 2\theta - \mu_+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{xx}(t) & a_{xz}(t) \\ a_{zx}(t) & a_{zz}(t) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (27)$$

Непосредственные вычисления матричных элементов приводят к формулам (17)–(20). Подстановкой начальных компонент $r_x(0) = \sin \theta$ и $r_z(0) = \cos \theta$ находим выражения (15) и (16). $\square$

Используя матрицу плотности (14), получаем вероятность успеха после t итераций в виде

$$P_{\text{suc}}^{(\lambda)}(t) = \text{tr}(\Pi_{\mathcal{M}} \varrho(t)) = \frac{1 - r_z(t)}{2}, \quad (28)$$

где z -компонента эффективного вектора Блоха дается формулой (16). Ненулевые собственные значения матрицы плотности (14) равны

$$\frac{1 \pm \sqrt{r_x(t)^2 + r_z(t)^2}}{2}. \quad (29)$$

Через них выражается энтропия фон Неймана $S_1(\varrho(t))$ как функция числа итераций t .

4. Поведение вероятности успеха и когерентности регистра. Рассмотрим случай, когда собственные значения $\mu = \sqrt{\nu} \exp(i\varphi)$ являются комплексно сопряженными друг другу числами, причем

$$\operatorname{tg} \varphi = \sqrt{\frac{4\nu}{(1+\nu)^2 \cos^2 2\theta} - 1}. \quad (30)$$

Тогда формулы (17)–(20) переписываются в следующем виде:

$$a_{xx}(t) = \nu^{t/2} \frac{\sin(t+1)\varphi - \nu^{-1/2} \cos 2\theta \sin t\varphi}{\sin \varphi}, \quad (31)$$

$$a_{xz}(t) = \nu^{(t-1)/2} \frac{(1 - 2\nu^{-1/2} \cos 2\theta \cos \varphi + \nu^{-1} \cos^2 2\theta) \sin t\varphi}{\sin 2\theta \sin \varphi}, \quad (32)$$

$$a_{zx}(t) = -\nu^{(t+1)/2} \frac{\sin 2\theta \sin t\varphi}{\sin \varphi}, \quad (33)$$

$$a_{zz}(t) = \nu^{t/2} \frac{\nu^{-1/2} \cos 2\theta \sin t\varphi - \sin(t-1)\varphi}{\sin \varphi}. \quad (34)$$

Таким образом, элементы матрицы A^t и, тем самым, компоненты эффективного вектора Блоха являются осциллирующими функциями числа итераций.

Полученные выражения позволяют исследовать влияние разрушающего сцепленность воздействия в линиях связи с оракулом. При $\nu > 0$ коэффициенты (31)–(34) демонстрируют осцилляции с затухающей амплитудой. Целесообразно проиллюстрировать влияние разрушающего сцепленность канала графически на конкретных примерах. Вероятность успеха показана на рис. 1 для четырех значений λ . Видно, что увеличение N в четыре раза приводит к уменьшению количества пиков на правых графиках в два раза. При фиксированном M вероятность успеха зависит как от параметра шума λ , так и от объема пространства поиска N . Видно, что даже незначительный уровень разрушения сцепленности способен привести к довольно быстрому вырождению квантового поиска. В случае $\lambda = 0,015$ последующие пики оказываются заметно подавленными для обоих значений N . Если $\lambda > 0$, то существует предел $P_{\text{suc}}^{(\lambda)}(t)$ при $t \rightarrow \infty$, равный $1/2$. При наличии искажений рассматриваемого типа эффективный вектор Блоха стремится к нулевому вектору.

В последние годы значительное внимание уделяется изучению квантовой когерентности как потенциального вычислительного ресурса. Разумеется, воздействие шумов принципиальным образом влияет на изменение когерентности в процессе квантового поиска (см. [5, 7, 8]). В [6] была доказана двусторонняя оценка

$$h_1(P_{\text{suc}}) \leq C_1(\rho) + S_1(\rho) \leq P_{\text{suc}} \ln \left(\frac{M}{P_{\text{suc}}} \right) + (1 - P_{\text{suc}}) \ln \left(\frac{N - M}{1 - P_{\text{suc}}} \right), \quad (35)$$

где $h_1(P_{\text{suc}})$ обозначает бинарную энтропию Шеннона. Ненулевой уровень когерентности определяется первым и третьим слагаемыми в правой части (14). При $\lambda > 0$ входящие в эти слагаемые коэффициенты по мере роста числа итераций стремятся к $1/2$.

Используя собственные значения (29) матрицы плотности регистра, записываем энтропию фон Неймана квантового регистра в виде

$$S_1(\varrho(t)) = \ln 2 - \frac{1 + \sqrt{r_x(t)^2 + r_z(t)^2}}{2} \ln \left(1 + \sqrt{r_x(t)^2 + r_z(t)^2} \right) - \frac{1 - \sqrt{r_x(t)^2 + r_z(t)^2}}{2} \ln \left(1 - \sqrt{r_x(t)^2 + r_z(t)^2} \right). \quad (36)$$

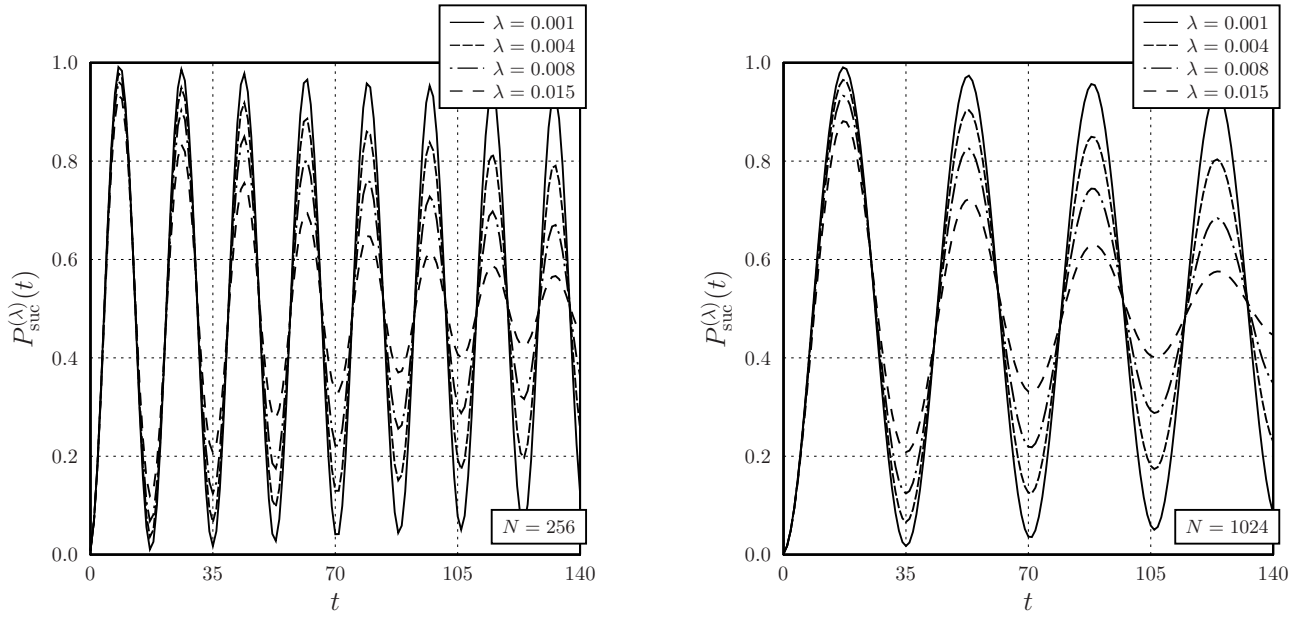


Рис. 1. Величина (28) для нескольких λ , $M = 2$, $N = 256$ (слева) и $N = 1024$ (справа).

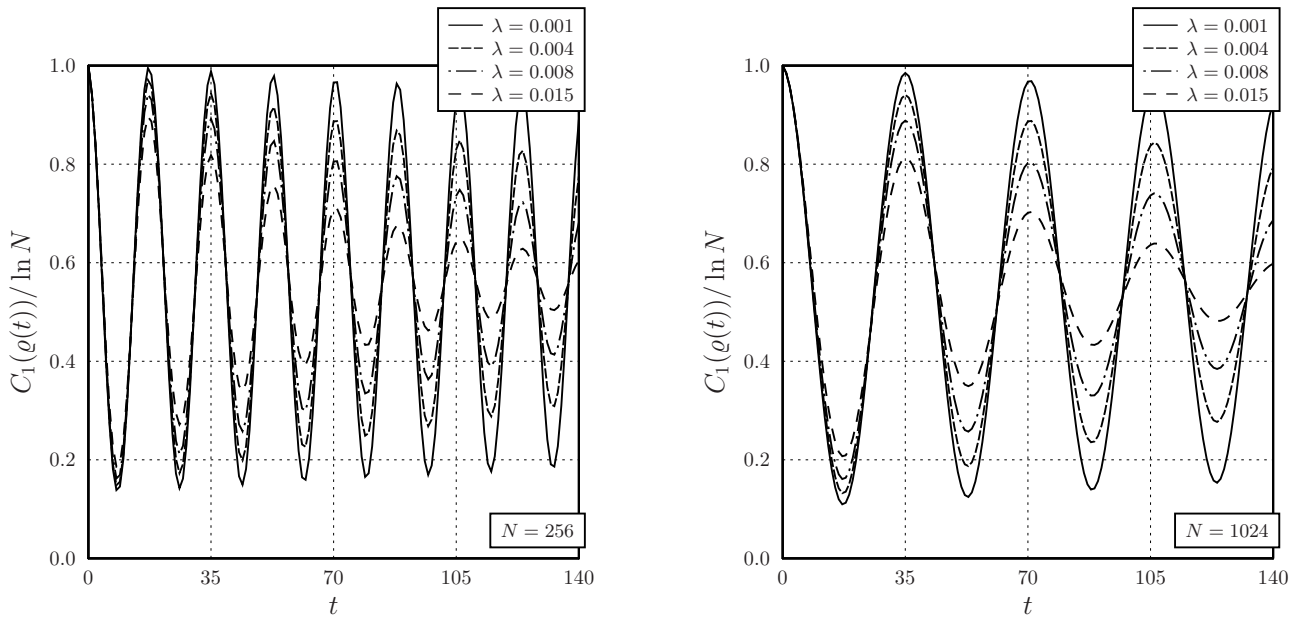


Рис. 2. Отмасштабированная относительная энтропия когерентности (37) для нескольких λ , $M = 2$, $N = 256$ (слева) и $N = 1024$ (справа).

В рассматриваемой модели правая часть неравенства (35) становится равенством, так что относительная энтропия когерентности представляется выражением

$$C_1(\mathbf{q}(t)) = P_{\text{suc}}^{(\lambda)}(t) \ln \left(\frac{M}{P_{\text{suc}}^{(\lambda)}(t)} \right) + (1 - P_{\text{suc}}^{(\lambda)}(t)) \ln \left(\frac{N - M}{1 - P_{\text{suc}}^{(\lambda)}(t)} \right) - S_1(\mathbf{q}(t)). \quad (37)$$

Формулу (37) можно трактовать как соотношение дополнителности между когерентностью $C_1(\mathbf{q}(t))$ и вероятностью успеха $P_{\text{suc}}^{(\lambda)}(t)$. Видно, что повышение уровня когерентности приводит к снижению вероятности успеха и наоборот. Это легко проиллюстрировать графически. На рис. 2

относительная энтропия когерентности квантового регистра показана как функция числа итераций при тех же значениях других параметров, что использовались для кривых на рис. 1. Для наглядности графики относительной энтропии отмасштабированы делением на $\ln N$, что приводит их к одному и тому же интервалу значений. В определенных аспектах кривые рис. 2 напоминают показанные на рис. 1. Например, увеличение N в четыре раза приводит к удвоению периода по t . С ростом λ высота последующих пиков уменьшается значительно быстрее. Сопоставление рис. 1 и рис. 2 демонстрирует также, что затухающие колебания вероятности успеха и относительной энтропии когерентности находятся в противофазе, так что последовательные максимумы одной величины соответствуют минимумам другой и наоборот. При $\lambda > 0$ и неограниченном возрастании t относительная энтропия когерентности стремится к предельному значению, зависящему от M и N , а именно,

$$\lim_{t \rightarrow \infty} C_1(\varrho(t)) = \frac{1}{2} \ln(NM - M^2).$$

Действительно, в указанном пределе остаются лишь первое и третье слагаемые в правой части (14), т.е. матрица плотности квантового регистра становится диагональной в подпространстве $\text{span}\{|w\rangle, |m\rangle\}$. Если $M \ll N$, то предельное значение относительной энтропии когерентности в первом приближении составляет $0,5 \ln N$.

5. Заключение. Представлены результаты анализа квантового поиска с разрушением сцепленности в линиях связи с оракулом. Совместно с работами [7–10] они формируют базу для исследования алгоритма Гровера при комбинированном воздействии искажений различных типов. На основе проведенных исследований можно сделать следующие выводы. Поскольку алгоритм вынужден использовать многократные обращения к оракулу, квантовый поиск быстро вырождается при сравнительно умеренных уровнях разрушения сцепленности. Если имеются опасения по поводу искажений или активного противодействия в линиях связи с оракулом, то целесообразно ограничить выполняемые итерации количеством, достаточным для попадания в окрестность первого пика. Все эти наблюдения согласуются с результатами изучения других типов ошибок в канале обращения к оракулу (см. [7–9]). Как было отмечено в [10], локализация коллективных ошибок с точки зрения разделения вычислительного базиса на блоки влияет на квантовый поиск с зашумленными компонентами. Результаты данного исследования совместно с выводами статьи [9] свидетельствуют о том, что уязвимость на этапе обращения к оракулу является значительной при различных локализациях.

6. Приложение о диагонализации матрицы (26). Собственные значения матрицы являются корнями уравнения

$$\mu^2 - (1 + \nu) \cos 2\theta \mu + \nu = (\mu - \mu_+)(\mu - \mu_-) = 0 \quad (38)$$

и определяются формулой (21). Они различны при выполнении условия $(1 + \nu)^2 \cos^2 2\theta \neq 4\nu$, что дает возможность привести матрицу к диагональному виду. Стандартные вычисления приводят к следующим выражениям:

$$X^{-1}AX = \begin{pmatrix} \mu_+ & 0 \\ 0 & \mu_- \end{pmatrix}, \quad (39)$$

$$X = \begin{pmatrix} \cos 2\theta - \mu_+ & \cos 2\theta - \mu_- \\ \nu \sin 2\theta & \nu \sin 2\theta \end{pmatrix}, \quad X^{-1} = \frac{\nu^{-1}}{\sin 2\theta(\mu_- - \mu_+)} \begin{pmatrix} \nu \sin 2\theta & \mu_- - \cos 2\theta \\ -\nu \sin 2\theta & \cos 2\theta - \mu_+ \end{pmatrix}. \quad (40)$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нильсен М., Чанг И. Квантовые вычисления и квантовая информация. — М.: Мир, 2006.
2. Холево А. С. Квантовые системы, каналы, информация. — М.: МЦНМО, 2014.
3. Baumgratz T., Cramer M., Plenio M. B. Quantifying coherence// Phys. Rev. Lett. — 2014. — 113, № 14. — 140401.
4. Grover L. K. Quantum mechanics helps in searching for a needle in a haystack// Phys. Rev. Lett. — 1997. — 79, № 2. — P. 325–328.

5. *Pan M., Situ H., Zheng S.* Complementarity between success probability and coherence in Grover search algorithm// *Europhys. Lett.* — 2022. — 138, № 4. — 48002.
6. *Rastegin A. E.* On the role of dealing with quantum coherence in amplitude amplification// *Quantum Inf. Process.* — 2018. — 17, № 7. — 179.
7. *Rastegin A. E.* Degradation of Grover's search under collective phase flips in queries to the oracle// *Front. Phys.* — 2018. — 13, № 5. — 130318.
8. *Rastegin A. E., Shemet A. M.* Quantum search degeneration under amplitude noise in queries to the oracle// *Quantum Inf. Process.* — 2022. — 21, № 5. — 158.
9. *Rastegin A. E., Shemet A. M.* Degeneration of the Grover search algorithm with depolarization in the oracle-box wires// *Mod. Phys. Lett. A.* — 2023. — 38, № 5. — 2350030.
10. *Reitzner D., Hillery M.* Grover search under localized dephasing// *Phys. Rev. A.* — 2019. — 99, № 1. — 012339.
11. *Shor P. W.* Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer// *SIAM J. Comput.* — 1997. — 26, № 5. — P. 1484–1509.

ДЕКЛАРАЦИЯ АВТОРОВ

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке гранта Иркутского государственного университета для молодых ученых № 091-23-309 «Динамика корреляций и когерентности в алгоритмах квантового поиска при наличии шума».

Финансовые интересы. Авторы заявляют об отсутствии подлежащих раскрытию финансовых или нефинансовых интересов, связанных с публикуемым материалом.

Растёгин Алексей Эдуардович (Rastegin Aleksei Eduardovich)

Иркутский государственный университет

(Irkutsk State University, Irkutsk, Russia)

E-mail: alexrastegin@mail.ru

Шемет Анжелика Максимовна (Shemet Anzhelika Maksimovna)

Иркутский государственный университет

(Irkutsk State University, Irkutsk, Russia)

E-mail: lika.shemet@mail.ru