

E R R A T U M

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Комментарий к работе

«Слабые» измерения и сверхсветовая коммуникация»

(Белинский А.В., Жуковский А.К. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2016. № 5. С. 21)

А. В. Белинский

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,
кафедра математического моделирования и информатики; кафедра физики Земли. Россия,
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

E-mail: belinsky@inbox.ru

Статья поступила 11.07.2017, подписана в печать 03.08.2017.

Проведены расчеты, согласно которым измерения, проведенные по схеме, предложенной в комментируемой работе, до и после коллапса вектора состояния не отличаются друг от друга.

Ключевые слова: невозмущающие измерения, запутанность, коллапс вектора состояния.

УДК: 530.145.1. PACS: 03.65.Ud, 42.65.Lm.

В упомянутой работе предложен способ сверхсветовой коммуникации, использующий квантовые невозмущающие измерения, схема которого представлена там на рис. 4. Для проверки этих соображений проведем простые расчеты. Возьмем в качестве пробной моды однофотонное фокковское состояние $|1\rangle_1^p$. После разделения его 50 %-м светоделителем образуется суперпозиция $|\psi_p\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_1^p|0\rangle_2^p + |0\rangle_1^p|1\rangle_2^p)$. Квантовое состояние системы в целом, после рождения пары запутанных фотонов и разделения их поляризационными призмами у наблюдателей А и В, описывается чистым состоянием с вектором

$$|\psi_{abp}\rangle = \frac{1}{2} \left((|1\rangle_1^a|1\rangle_1^p|0\rangle_2^a|0\rangle_2^p + |1\rangle_1^a|0\rangle_1^p|0\rangle_2^a|1\rangle_2^p) |1\rangle_x^b|0\rangle_y^b + \right. \\ \left. + (|0\rangle_1^a|1\rangle_1^p|1\rangle_2^a|0\rangle_2^p + |0\rangle_1^a|0\rangle_1^p|1\rangle_2^a|1\rangle_2^p) |0\rangle_x^b|1\rangle_y^b \right). \quad (1)$$

Влияние нелинейности, описываемое оператором $\hat{U} = e^{-i\bar{\chi}_{ap}\hat{n}_a\hat{n}_p/2}$, дает

$$|\psi'_{abp}\rangle = \frac{1}{2} \left((|1\rangle_1^a|1\rangle_1^p|0\rangle_2^a|0\rangle_2^p e^{-i\bar{\chi}_{ap1}/2} + \right. \\ \left. + |1\rangle_1^a|0\rangle_1^p|0\rangle_2^a|1\rangle_2^p) |1\rangle_x^b|0\rangle_y^b + \right. \\ \left. + (|0\rangle_1^a|1\rangle_1^p|1\rangle_2^a|0\rangle_2^p + \right. \\ \left. + |0\rangle_1^a|0\rangle_1^p|1\rangle_2^a|1\rangle_2^p e^{-i\bar{\chi}_{ap2}/2}) |0\rangle_x^b|1\rangle_y^b \right). \quad (2)$$

В представлении Гейзенберга действие светоделителя, расположенного перед детекторами, описывается как $\hat{a}_p' = \frac{\hat{a}_1 \pm \hat{a}_2}{\sqrt{2}}$. Плюс здесь соответствует одному детектору, а минус — второму. Тогда получим, что среднее число фотоотсчетов одного из детекторов равно $\frac{1}{4} \left(2 + \cos \frac{\bar{\chi}_{ap1}}{2} + \cos \frac{\bar{\chi}_{ap2}}{2} \right)$, а другого $\frac{1}{4} \left(2 - \cos \frac{\bar{\chi}_{ap1}}{2} - \cos \frac{\bar{\chi}_{ap2}}{2} \right)$.

В представлении Шрёдингера квантовое состояние системы на выходе интерферометра Маха–Цен-

дера после выходного светоделителя описывается вектором

$$|\psi''_{abp}\rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left((|1\rangle_1^a|0\rangle_2^a|1\rangle_x^b|0\rangle_y^b (e^{-i\bar{\chi}_{ap1}/2} + 1) + \right. \\ \left. + |0\rangle_1^a|1\rangle_2^a|0\rangle_x^b|1\rangle_y^b (1 + e^{-i\bar{\chi}_{ap2}/2}) \right) |1\rangle_1^d|0\rangle_2^d + \\ + (|1\rangle_1^a|0\rangle_2^a|1\rangle_x^b|0\rangle_y^b (e^{-i\bar{\chi}_{ap1}/2} - 1) + \\ + |0\rangle_1^a|1\rangle_2^a|0\rangle_x^b|1\rangle_y^b (1 - e^{-i\bar{\chi}_{ap2}/2})) |0\rangle_1^d|1\rangle_2^d. \quad (3)$$

Здесь $|1\rangle_1^d|0\rangle_2^d$, $|0\rangle_1^d|1\rangle_2^d$ — состояния на входе детекторов. Видно, что при срабатывании одного из них суперпозиция $|\psi_b\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_x^b|0\rangle_y^b + |0\rangle_x^b|1\rangle_y^b)$ не редуцирует в одну из компонент этого состояния, т.е. такое измерение является поистине невозмущающим. Из этого выражения также легко следуют и предыдущие результаты с косинусами.

Что же произойдет при «сильном» измерении состояния поляризации наблюдателем В? Состояние $|\psi''_{abp}\rangle$ редуцирует либо в первое и третье, либо во второе и четвертое слагаемые (3). А вероятности срабатывания детекторов окажутся равными либо $\frac{1}{2} \left(1 \pm \cos \frac{\bar{\chi}_{ap1}}{2} \right)$, либо $\frac{1}{2} \left(1 \pm \cos \frac{\bar{\chi}_{ap2}}{2} \right)$, где, как и выше, $\pm$ соответствует либо первому, либо второму детектору, т.е. верхний знак — первому, а нижний — второму. Итак, чистое состояние переходит в смешанное с равными вероятностями 1/2 обоих исходов. А это означает, что по результатам измерений нельзя отличить чистое состояние $|\psi''_{abp}\rangle$ от смешанного с вероятностью $\frac{1}{2} \left(1 \pm \cos \frac{\bar{\chi}_{ap1}}{2} \right)$ либо $\frac{1}{2} \left(1 \pm \cos \frac{\bar{\chi}_{ap2}}{2} \right)$ после проведения «сильного» измерения наблюдателем В.

Итак, при зондировании однофотонным состоянием сверхсветовой коммуникации, к сожалению,

получить не удастся. Что же будет в случае произвольного состояния? Запишем его в виде

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (| \rangle_1 |m\rangle_x^b |n\rangle_y^b + | \rangle_2 |n\rangle_x^b |m\rangle_y^b). \quad (4)$$

Усредним результаты измерения косинуса разности фаз, описываемого оператором $\hat{C}$:

$$\langle \psi | \hat{C} | \psi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\langle n |_x^b \langle m |_1 \langle \hat{C} | \rangle_1 |m\rangle_x^b |n\rangle_y^b + \right. \\ \left. + \langle m |_x^b \langle n |_1 \langle \hat{C} | \rangle_2 |n\rangle_x^b |m\rangle_y^b \right). \quad (5)$$

Итак, результаты измерения складываются из суммы двух вероятностей нахождения частиц в ка-

налах x и y у наблюдателя В, что полностью совпадает с вероятностями после редукции в результате «сильного» измерения, произведенного этим наблюдателем, аналогично рассмотренному выше случаю с однофотонными состояниями.

Но если наблюдателю А ввести еще два дополнительных детектора, регистрирующих, в каком из каналов интерферометра оказался фотон запутанной пары, после того как произведено детектирование пробного фотона, то по различию вероятностных законов срабатывания детекторов наблюдателя А можно установить, произвел наблюдатель В коллапсирующее измерение или нет.

**Erratum to: «“Weak” measurements and supraluminal communication»
[Moscow University Physics Bulletin 71, 482 (2016)]**

A. V. Belinsky

Department of Mathematical Modeling; Department of Physics of the Earth, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.

E-mail: belinsky@inbox.ru.

We present the calculations which show that the measurements performed according to the scheme proposed in the commented paper do not differ from each other before and after the collapse of the state vector.

Keywords: non-demolition measurements, entanglement, quantum state vector collapse.

PACS: 03.65.Ud, 42.65.Lm.

Received 11 July 2017.

English version: *Moscow University Physics Bulletin. 2017. 72, No. 6. Pp. 638–639.*

Сведения об авторе

Белинский Александр Витальевич — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник, профессор;
тел.: (495) 939-41-78, e-mail: belinsky@inbox.ru.