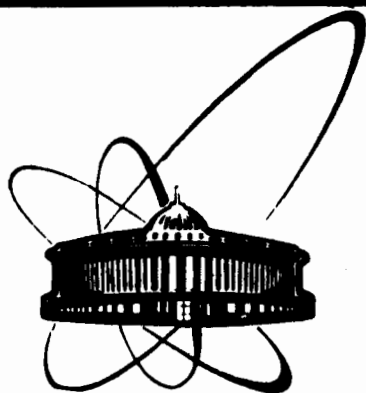


90-411



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Р4-90-411

Г. Н. Афанасьев

**КРИТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ
ЭКСПЕРИМЕНТОВ ТОНОМУРЫ**

Направлено в журнал "Physical Review Letters"

1990

1. Существуют прекрасные эксперименты Тономуры /1/, которые как будто доказывают существование эффекта Ааронова - Бома /2/. Этот факт был поставлен под сомнение в работе /3/ (Неявные намеки на подобную возможность встречались и раньше /4,5/). Многочисленные беседы с экспериментаторами вынуждают нас изложить материал этой работы в более физической и понятной форме, опустив несущественные математические детали и сделав упор на экспериментальных следствиях.

2. Переходим к обсуждению упомянутых экспериментов. На непроницаемом тороидальном соленоиде, окруженном тором $(\rho - d)^2 + z^2 = R^2$ (рис. 1), рассеиваются электроны. Часть из них проходит через отверстие тора (ψ_{in}), часть - вне его (ψ_{out}). С ψ_{in} и ψ_{out} взаимодействуют так называемые реперные электронные волны $\psi_{ref}^{(1)}$ и $\psi_{ref}^{(2)}$. В результате в области за соленоидом возникает интерференционная картина. Эксперимент показывает, что в области II (где $\psi_{ref}^{(2)}$ интерферирует с электронной волной, не прошедшей через отверстие тора) интерференционная картина остается одной и той же при любом зна-

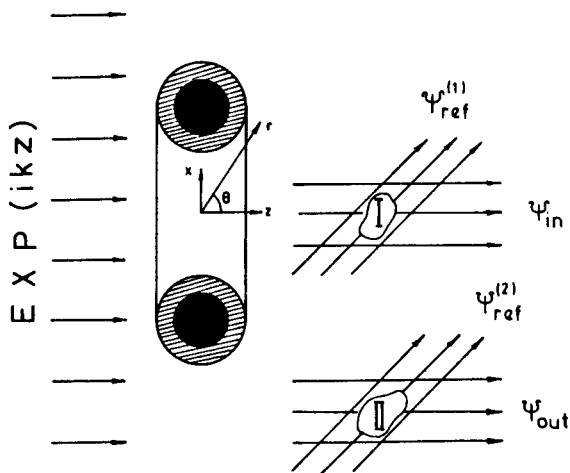


Рис. 1.

Схематическое изображение эксперимента Тономуры.

чении магнитного потока Φ внутри соленоида. В области I (где $\psi_{ref}^{(1)}$ интерферирует с электронной волной, прошедшей через отверстие тора) интерференционная картина сдвигается при изменении Φ . Эта экспериментальная ситуация может быть описана с помощью как многозначных, так и однозначных волновых функций (в.ф.)

3. В рамках многозначных в.ф. результаты обсуждаемых экспериментов могут быть объяснены следующим образом. Будем считать, что в отсутствие магнитного поля ψ_{in} и ψ_{out} могут быть с хорошей точ-

ностью аппроксимированы плоскими волнами: $\Psi_{in}^0 = \Psi_{out}^0 = \exp(ikz)$. Пусть реперные электронные волны падают под углом α к оси симметрии соленоида z : $\Psi_{in}^{(1,2)} = \exp[ik(x \sin \alpha + z \cos \alpha)]$. В отсутствие магнитного поля имеем в областях I, II: $\Psi_0 = \exp(ikz) + \Psi_{ref}$, $|\Psi_0|^2 = 2 \{ 1 + \cos[kx \sin \alpha - kz(1 - \cos \alpha)] \}$. В плоскости $z = \text{const}$ (где как раз и производились измерения в /1/) максимумы $|\Psi_0|^2$ расположены при $x_n^0 = [(2n+1)\pi + kz(1 - \cos \alpha)] / k \sin \alpha$. Наличие потока Φ магнитного поля внутри соленоида учтем с помощью дираковского фазового множителя: $\Psi_{in}^\Phi = \Psi_{out}^\Phi = \exp(ikz) \exp(i \frac{e}{\hbar c} \int A_z dz)$. Несмотря на одну и ту же функциональную форму, этот множитель отличен для Ψ_{in}^Φ и Ψ_{out}^Φ , поскольку берется при различных значениях цилиндрической переменной ρ . Из-за быстрого убывания A_z ($\sim z^{-3}$ /6/) верхний предел интегрирования может быть заменен на $+\infty$ уже на расстояниях долей сантиметра при размерах соленоида тех же, что и в опытах Тономуры ($d \approx 4 \cdot 10^{-4}$ см, $R \approx 10^{-4}$ см). Поскольку $\int_{-\infty}^{\infty} A_z dz = \Phi$, если ось интегрирования проходит внутри дыры соленоида, и 0 в противном случае, то: $\Psi_{in}^\Phi = \exp(ikz) \exp(i\delta)$, $\Psi_{out}^\Phi = \exp(ikz)$, $\delta = e\Phi / \hbar c$. В результате в области II имеем ту же интерференционную картину, что и в отсутствие магнитного поля, а в I: $|\Psi_I^\Phi|^2 = 2 \{ 1 + \cos[kx \sin \alpha - kz(1 - \cos \alpha) - \delta] \}$. Максимумы $|\Psi_I^\Phi|^2$ расположены при $x_n^\Phi = x_n^0 + \delta / k \sin \alpha$, т.е. включение магнитного поля сдвигает их на величину $\Delta = \delta / k \sin \alpha$. Из периодичности $|\Psi_I^\Phi|^2$ относительно δ следует, что достаточно ограничиться значениями δ в интервале $0 \leq \delta \leq \pi/2$. Максимальный сдвиг интерференционной картины имеет место при $\delta = \pi/2$. Это дает: $\Delta \approx \pi / k \sin \alpha$. Энергии электронов, той же, что и в опытах Тономуры ($E = 150$ кэВ, $k \approx 2 \cdot 10^{10}$ см $^{-1}$), соответствует $\Delta \approx 10^{-10}$ см, что гораздо меньше наблюдаемого ($\approx 10^{-5}$ см). Это отличие можно приписать существенному искажению плоской волны за счет близости непроницаемого тора. Результаты работ /3,7/ подтверждают это. В итоге получаем по меньшей мере качественное описание экспериментов Тономуры в терминах многозначных в.ф. При этом наблюдаемый на опыте сдвиг интерференционной картины приписывается изменению фазы волновой функции.

4. Результаты обсуждаемых экспериментов могут быть описаны также посредством однозначных в.ф. Оказывается, в.ф. чрезвычайно мало отличается от плоской волны при $\rho > d+R$ (то есть в области II). Расчеты показывают /3/, что добавка к плоской волне имеет порядок 10^{-3} . Поэтому интерференционная картина в области II нечувствительна к величине магнитного потока Φ внутри соленоида (поскольку именно упомянутая добавка несет информацию о Φ). С другой стороны,

при $\rho = d-R$ волновая функция существенно отличается от плоской волны. Поэтому интерференционная картина в области I весьма чувствительна к Φ , что и наблюдается на эксперименте. Для конкретных расчетов требуются (кроме явных выражений для в.ф., приведенных в /3,7/) следующие параметры экспериментов, которые отсутствуют в их описании /1/:

- 1) расстояние от тороидального соленоида до места регистрации частиц;
- 2) амплитуда и угол падения реперной волны. И так, с точки зрения однозначных в.ф., наблюдаемый сдвиг интерференционной картины подтверждает существование АБ-эффекта.

5. Ввиду подобной двойственности в интерпретации, обсуждаемые эксперименты не являются однозначным критерием существования АБ-эффекта. Мы предлагаем следующий эксперимент, осуществление которого позволит надежно установить существование АБ-эффекта и, таким образом, решить вопрос о возможности многозначных в.ф. в многосвязных пространствах (неприемлемость многозначных в.ф. в односвязных пространствах была обоснована В. Паули). Для этого необходимо измерить дифференциальное сечение рассеяния электронов на тороидальном соленоиде (без использования реперных электронных волн). Грамотное использование многозначных в.ф. (то есть нахождение решений уравнения Шредингера с тем же параметром неоднозначности, что и в п. 3) приводит к отсутствию АБ-эффекта /8,9/. Применительно к рассматриваемому случаю это означает, что сечения рассеяния электронов на тороидальном соленоиде должны не зависеть от потока Φ внутри соленоида (и быть равными сечениям при $\Phi = 0$). С другой стороны, использование однозначных в.ф. приводит к таким следствиям. Если детектор не находится в прямом пучке, то для углов рассеяния, лежащих вне дыры соленоида (то есть при $\sin \theta \gg (d+R)/\rho$) (учтем, что $d = 4 \cdot 10^{-4}$ см, $R = 10^{-4}$ см в экспериментах /1/), дифракционная картина как функция угла θ представляет собой наложение двух периодических структур с периодами $\frac{\pi}{kR}$ и π/kd . При включении магнитного поля их максимальное смещение равно $\pi/2kR$ и $\pi/2kd$ соответственно. Экспериментаторы утверждают, что разрешить эту тонкую угловую структуру довольно затруднительно, несмотря на большие значения сечений рассеяния ($10^{-2} - 10^{-3}$ см 2). Следует иметь в виду следующее осложнение. На определенных расстояниях от рассеивателя угловые зависимости сечений рассеяния оказываются одинаковыми при $\delta = 0$ и $\delta = \pi$. В этом случае необходимо слегка сдвинуть детектор в радиальном направлении, чтобы восстановить мак-

симальный сдвиг упомянутых дифференциальных структур (детали можно найти в [3,7]). Для углов, лежащих внутри дыры тора ($\sin \theta < \frac{r+R}{r}$), теоретические сечения выражаются посредством функций Ломмеля. По-видимому, измерение интенсивности с помощью фотопластинки (или с помощью интерферограммы как в [1], но без использования реперных волн) является наиболее адекватным средством в этой области углов. Альтернативой этому является измерение интенсивности вдоль оси симметрии соленоида. Типичная теоретическая кривая представлена на рис. 2. Мы видим, что максимумы $|\Psi|^2$ достаточно разнесены при $\Phi = 0$ и $\Phi \neq 0$. Это благоприятствует постановке эксперимента. Следующие

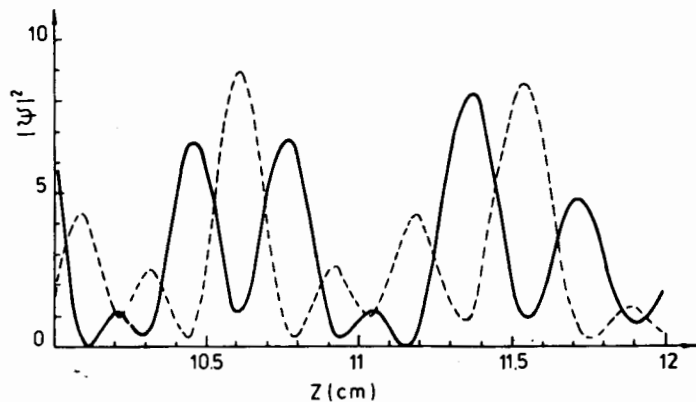


Рис. 2.

Интенсивность рассеяния электронов на тороидальном соленоиде вдоль его оси симметрии при $\delta = 0$ (кривая 1) и $\delta = \frac{1}{2}$ (кривая 2).

детали, касающиеся обсуждения эксперимента, возможно, представляют интерес. Во-первых, внутри дыры тора интенсивность, как функция угла θ , претерпевает 3-5 осцилляций (при тех же параметрах соленоида, что и в опытах Томомуры). Чтобы избежать их усреднения, радиальные размеры детектора должны быть минимальными. Во-вторых, расстояние z от детектора до рассеивателя не должно быть слишком малым (чтобы было справедливо френелевское приближение, в рамках которого в.ф. была получена в [3]). Это условие выглядит следующим образом: $S = k \cdot (d+R)^2 / z^2 \ll \pi$. Параметр δ имеет порядок 10^{-2} при $z = 10$ см и 10^{-4} при $z = 1$ м. С другой стороны, это расстояние не должно быть слишком большим. Причиной этого является сглаживание осцилляций вдоль оси z на больших расстояниях. По-видимому, расстояние от нескольких сантиметров до 1-2 м является приемлемым.

6. Итак, положительные результаты обсуждаемого эксперимента позволяют однозначно подтвердить существование АБ эффекта и сделать незаконным использование многозначных в.ф. в многосвязных пространствах. Физическая значимость этих вопросов обсуждалась недавно в [10].

Литература

1. Peshkin M. and Tonomura A. The Aharonov - Bohm effect. Springer Berlin e.a., 1989; Tonomura A. Int.J. Mod. Phys., 1989, B3, p.521; Tonomura A. Physica, 1988, B+C, 151, p. 206.
2. Aharonov Y. and Bohm D., Phys. Rev., 1959, 115, p. 485.
3. Afanasiev G.N., Phys. Lett., 1989, A142, p. 222.
4. Shapiro D. and Henneberger W.C., J. Phys., 1989, A22, p. 3605.
5. Kobe D.H. and Liang J. Q., Phys. Rev., 1988, A37, p. 1133; Liang J.Q., Physica, 1988, B+C, 151, p. 239; Liang J.Q. and Ding X.X., Phys. Lett., 1987, 119, p. 325.
6. Afanasiev G.N., J. Phys., 1988, A 21, p. 2095.
7. Afanasiev G.N., J. Phys., 1989, A22, p. 5195.
8. Loinger A., Riv. Nuovo Cimento, 1987, 10, p. 1; Olariu S., Nuovo Cimento, 1988, B 102, p. 397.
9. Yang C.n. In: Proc Int. Symp. on Foundations of Quantum Mechanics in the Light of New Technology (ed. Kamefuchi S.) Japan Phys. Soc., Tokyo, 1984, pp. 5-9.
10. Peshkin M., Physica, 1988, B+C, 151, p. 384.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 июня 1990 года.