

ГРАВИТАЦИОННЫЕ ИСКАЖЕНИЯ В НЕЙТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ И ИХ УМЕНЬШЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

О.С. Скачкова, А.И. Франк

Рассмотрена проблема гравитационных искажений в нейтронно-оптических системах для ультрахолодных нейтронов (УХН). Для уменьшения таких искажений предложено использовать неоднородное магнитное поле с вертикальным градиентом магнитного поля. В качестве модели рассмотрено компенсирующее действие магнитного поля от витка с током.

В последнее десятилетие стали доступными для экспериментов нейтроны очень низких энергий — ультрахолодные нейтроны (УХН) и очень холодные нейтроны (ОХН). По установившейся сейчас терминологии собственно УХН называют нейтроны, испытывающие полное отражение от границы вещества при всех углах падения. Более быстрые нейтроны, для которых показатель преломления существенно отличен от

единицы называют ОХН. Оба указанных свойства очень медленных нейтронов делают в принципе возможным создание нейтронно-оптических приборов, основанных как на отражении так и на преломлении. Можно надеяться, что развитие зарождающейся сейчас приборной нейтронной оптики приведет в будущем к созданию нейтронного микроскопа [1 - 3].

Известно, что коэффициент преломления нейтронной волны в веществе имеет вид

$$n^2 = 1 - \lambda^2 \frac{Nb}{\pi} \quad (1)$$

здесь N — число ядер в единице объема вещества, λ — длина волны, b — когерентная длина рассеяния.

В общем случае, когда в некоторой области пространства имеется потенциал $U(\mathbf{r})$ показатель преломления может быть записан следующим образом:

$$n^2 = 1 - \lambda^2 \frac{2m}{h^2} U(\mathbf{r}) \quad (2)$$

m — масса нейтрона. Потенциал $U(\mathbf{r})$ для нейтрона может состоять из трех частей, соответственно числу взаимодействий, в которых участвует нейтрон

$$U(\mathbf{r}) = U_{\text{яд}}(\mathbf{r}) + \vec{\mu} \mathbf{B}(\mathbf{r}) + mgz \quad (3)$$

μ — магнитный момент нейтрона, B — величина магнитной индукции, g — ускорение свободного падения, $U_{\text{яд}} = 2\pi h^2 Nb/m$ потенциал ядерного взаимодействия нейтрона со средой, а два другие члена описывают взаимодействие нейтрона с магнитным полем и с гравитационным полем Земли. С влиянием гравитации приходится считаться из-за малой энергии нейтронов (УХН с характерной энергией 10^{-7} эВ может подняться в гравитационном поле Земли примерно на 1 м).

Сила тяжести искривляет траектории нейтронов в оптической системе, в силу чего нейтроны разных энергий фокусируются в разных точках, и у системы возникают хроматические искажения [1]. Формально этот эффект можно описать, приписав вакууму при наличии гравитационного поля некоторый показатель преломления [4, 5]; подставив в (2) значение $U = mgz$, получим

$$n^2 = 1 - \lambda^2 \frac{2m^2 gz}{h^2} = 1 - \frac{2gz}{v_0^2}, \quad (4)$$

где v_0 — скорость нейтрона на некоторой высоте $z = 0$.

Для компенсации гравитационного хроматизма при фокусировке нейтронов в работах [3, 6] предлагалось использовать зонное зеркало-сочетание вогнутого зеркала с зонной дифракционной решеткой. При этом гравитационный хроматизм должен компенсироваться хроматизмом, свойственным дифракционной системе. В таком устройстве компенсация должна достигаться при заданном расположении источни-

ка и изображения и в окрестности некоторого значения длины волны λ .

Видимо возможно и другое решение этой проблемы, обеспечивающее компенсацию для всех длин волн λ . Этого можно добиться, если во всей интересующей нас области пространства, где расположена оптическая система, показатель преломления не будет зависеть от координат. Следовательно, в отсутствие вещества, должно выполняться уравнение

$$\vec{\nabla} U = \vec{\nabla} (\mu \mathbf{B}) + mg\mathbf{k} = 0, \quad (5)$$

где \mathbf{k} — единичный вектор оси z .

Если условия прохождения нейтронов через область с магнитным полем считать адиабатическим и, что легко выполняется для УХН и ОХН, то проекция магнитного момента нейтрона на вектор индукции сохраняется и уравнение (5) переписется

$$\mu \vec{\nabla} |\mathbf{B}| + mg\mathbf{k} = 0 \quad (6)$$

или в цилиндрической системе координат

$$\mu \frac{\partial |\mathbf{B}|}{\partial z} = mg, \quad (7)$$

$$\frac{\partial |\mathbf{B}|}{\partial \rho} = 0 \quad (8)$$

подстановка в (7) численных значений дает для необходимого значения градиента $\partial |\mathbf{B}| / \partial z = 170$ Гс/см.

Конечно, реально нельзя достичь точного выполнения условий (7), (8) во всей области. Однако эти уравнения могут быть в принципе совместимы по крайней мере в некоторой точке, поскольку в них входит величина B , а не компонента вектора индукции. Вопрос таким образом заключается в том, можно ли найти магнитную систему, обеспечивающую выполнение условий (7), (8) в некоторой точке, при не слишком сильной зависимости величины $\partial |\mathbf{B}| / \partial z$ от координат, и удовлетворяющей условию

$$\frac{\partial |\mathbf{B}|}{\partial \rho} \ll \frac{\partial |\mathbf{B}|}{\partial z}. \quad (9)$$

Проще всего рассмотреть в этой связи поле, образованное витком с током. На рис. 1, 2, 3 представлены значения B , $\partial B / \partial z$ и $\partial B / \partial \rho$ от витка единичного радиуса, по которому течет единичный ток при разных значениях z и ρ . Видно, что в области $z \approx 0,6$ и для различных значений ρ кривые $\partial B / \partial \rho$ пересекают ось абсцисс, а значения радиального градиента малы при небольших значениях ρ . Таким образом имеются точки где выполняется (8) и области где справедливо (9). Вопрос о постоянстве $\partial B / \partial z$ в пространстве, связан вообще с абсолютными размерами системы. Для грубой оценки эффективности компенсации гравитационных искажений, мы провели численный расчет размера изображения точечного источника нейтронов в плоскости, в которой должен был бы фокусироваться свет (или нейтроны в отсутствии гравитации) при отражении в сферическом зеркале.

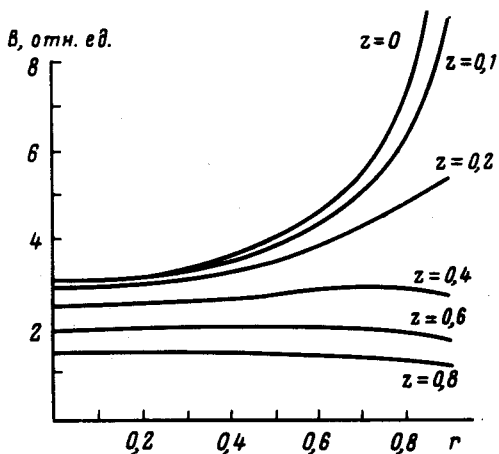


Рис. 1. Поле от витка с током единичного радиуса, в зависимости от радиуса для разных высот z от плоскости тока. Для $z = 0,6$, зависимость поля от радиуса слабая

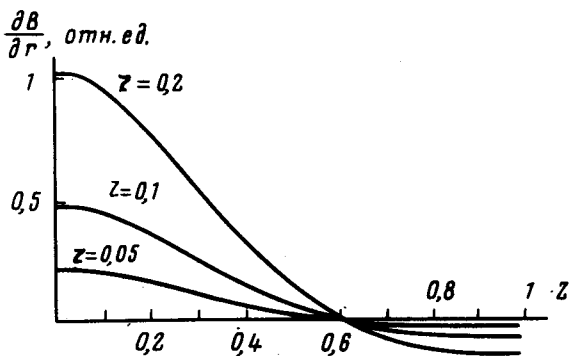


Рис. 2. Радиальный градиент поля от кольца с током в зависимости от z для разных значений r . При $z \approx 0,6$ радиального градиента нет

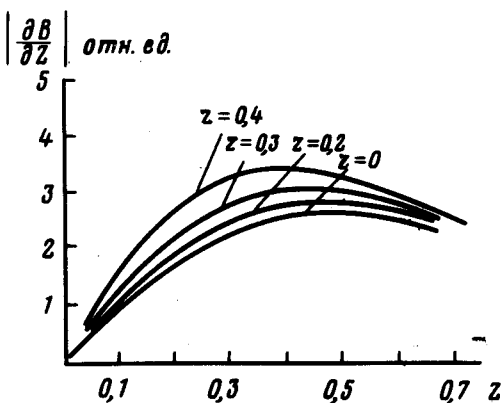


Рис. 3. Вертикальный градиент поля от кольца с током в зависимости от z для разных r . В области $0,5 \leq z \leq 0,7$ и $r \leq 0,2$ величина градиента меняется не очень сильно

Параметры магнитной и оптической системы были таковы: радиус витка с током $R = 20$ см, радиус сферического зеркала $r = 5$ см, расстояние от источника до зеркала 7 см, апертура $2\alpha = 1^\circ$. Оптическая система помещена вблизи точки $z = 0,6$, $\rho = 12$ см. Спектр скоростей нейтронов — равномерный $3 \leq v \leq 5$ м/сек. Расчет показал, что при таком относительно большом размере оптической системы "включение" магнитного поля нужной величины уменьшает размер изображения примерно в 50 раз. При этом остаточное размытие связано в основном с недостаточной однородностью компоненты $\partial B / \partial z$, а влияние ненуле-

вого значения компоненты $\partial B/\partial r$ не велико. Улучшения можно достигнуть, увеличивая диаметр витка тока.

При указанном выше радиусе витка необходимое значение тока составляет $\sim 10^5$ А, что вполне достижимо в сверхпроводящей системе при не слишком большом $7 + 10$ см² сечении обмотки. При увеличении размеров витка для обеспечения нужного значения градиента индукции ток необходимо увеличивать пропорционально R^2 .

Таким образом видимо можно утверждать, что уменьшение гравитационных искажений применением неоднородного магнитного поля возможно. Степень технической сложности магнитной системы при этом существенно связана с желаемой степенью компенсации. Однако на сегодняшнем техническом уровне уже возможно значительное уменьшение гравитационных искажений.

Авторы благодарны Л.А.Микаэлян, Б.Г.Ерозолимскому и С.С.Арзуманову за весьма полезные обсуждения указанной проблемы.

Поступила в редакцию
31 декабря 1980 г.

Литература

- [1] И.М.Франк. Природа №9, 24, 1972.
- [2] Ф.Л.Шапиро. Препринт ОИЯИ-РЗ-7135, Дубна 1973 г; Кн. Ф.Л.Шапиро. Собрание трудов. Нейтронные исследования, М., изд. Наука, 1976, стр. 229.
- [3] A.Steyerl, G.Schütz. Appl. Phys., 17, 45, 1978.
- [4] А.И.Франк. Препринт ИАЭ, М., 1979.
- [5] И.М.Франк, А.И.Франк. Письма в ЖЭТФ, 28, 559, 1978.
- [6] G.Schütz, A.Steyerl, W.Mampl. Phys. Rev. Lett., 44, 1400, 1980.