

методиками, что позволяет правильно интерпретировать получаемые данные при сложном характере исследуемого процесса.

Список литературы

1. J.M.Walsh, R.G.Shreffler and F.J.Willing , J.Appl. Phys. 24, 349 (1953).
2. В.А.Огородников., А.Г.Иванов, А.Л.Михайлов, Н.И.Крюков, А.П.Толочко, В.А.Голубев. О выбросе частиц со свободной поверхности металлов при выходе на нее ударной волны и методах диагностики этих частиц. ФГВ. Т.34, №6, с.103-107. 1998.
3. C.S.Speight, L.Harper,V.S.Smeeton. Piezoelectric probe for the detection of shock-induced spray and spall. Rev. Sci. Instr. 60 (12), 3802-3808, 1989.
4. W.S.Vogan, W.W.Anderson et al. Piezoelectric characterization of ejecta from shocked tin surface. J Appl. Phys., 98, 113508, 2005.
5. Yongtao Chen, Haibo Hu, Qingzhong Li, Rongbo Wang, Tiegang Tang Experimental study of ejecta on lead surface at different loading rates and amplitudes. Shock Compression of Condensed Matter – 2011, AIP Conf. Proc. 1426, 1003-1006 (2012).
6. А.Л. Михайлов, В.А. Огородников, В.С. Сасик и др. ЖЭТФ, 145, 5 (2014).
7. В.А. Огородников, А.Л. Михайлов, В.С. Сасик и др. ЖЭТФ, 149, 6 (2016).
8. М.В. Антипов, А.Б. Георгиевская, В.В. Игонин и др. Труды XV международной конференции Харитоновские научно-тематические чтения, 666, Саров (2013).
9. J.A.Close and Professor R Stevens, Nonlinear piezoelectric metrology: coefficients and fatigue under impact// Ferroelectrics. vol. 187. pp.39-48. (1996).
10. Хохлов Н. П., Минеев В.Н ., Иванов А. Г., Лучинин В.И. Динамический пьезомодуль керамики ЦТС-19 //Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14. № 4. С. 146.
11. R.A.Graham Solids under high-pressure shock compression: mechanics, physics and chemistry//Springer-Verlag, Nev York, 1992.
12. М.В.Антипов, В.А.Аринин, А.Б.Георгиевская, И.С.Гнутов, Д.Н.Замыслов, Д.А.Калашников, М.О.Лебедева, А.И.Лебедев, В.А.Огородников, К.Н.Панов, А.С.Пупков, В.А.Раевский, А.С.Соколова, М.А.Сырунин, Б.И.Ткаченко, А.А.Утенков, А.В.Федоров, С.А.Финюшин, Е.А.Чудаков, И.В.Юртов Результаты экспериментально-расчетных исследований ударно-волнового “пыления” и фрагментации свинца, нагруженного нестационарными ударными волнами амплитудами $p \sim 32 \div 43$ ГПа. Доклад на XVII Харитоновских чтениях, Саров, 2017 г.

ПРОТОННАЯ МАГНИТОГРАФИЯ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ – ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ

В. А. Аринин, Ю. М. Куропаткин, О. В. Орешков, С. В. Потапов, Б. И. Ткаченко

РФЯЦ – ВНИИФ, Саров, Россия

Введение

Наличие заряда и высокая проникающая способность протонов высоких энергий делают возможным не только исследовать динамические объекты как таковые, но и одновременно наблюдать векторную картину их магнитного поля. Магнитная оптика, компенсирующая множественное кулоновское рассеяние протонов и обеспечивающая высокое пространственное

разрешение протонных изображений, состоит их квадрупольных квартетов, передающих протонное изображение из одной фокальной плоскости в другую. При этом между парами квадрупольных линз, входящих в состав квартета, находится плоскость Фурье-образа передаваемого изображения. Установка в этой плоскости коллиматоров (с центральной областью прозрачности) или антиколлиматоров (с непрозрачной центральной областью) позволяет отдельно управлять радиографическим контрастом «легких» и «тяжелых» веществ, обеспечивая разделение их по атомной массе. Если в плоскости Фурье разместить полуколлиматор, отсекающий, например, нижнюю часть Фурье-образа, то в классической протонографии с функцией изображения не произойдет никаких изменений, просто количество протонов, его образующих, уменьшится в два раза. Но, если в плоскости изображения находится намагниченный объект, отклоняющий протоны, то ситуация кардинально изменится. В следующей фокальной плоскости мы получим сумму лучевого изображения объекта с его же сверткой с некоторой функцией вертикальной проекции интегрального (вдоль движения протонов) магнитного поля. Установка в следующей Фурье-плоскости полуколлиматора, отсекающего половину спектра по вертикали, сделает множество получаемых изображений полным для решения задачи восстановления векторной картины магнитного поля исследуемого объекта.

Но, связан ли изучаемый объект с его собственным магнитным полем, или с полем привнесенным в него? В обоих случаях – да. Когда речь идет о быстропротекающих процессах, то скин-эффект, не позволяющий токам высокой частоты проникать вглубь проводника, «замораживает» внутри заранее намагниченных проводников силовые линии магнитного поля. Это открывает уникальные возможности исследования быстропротекающих процессов в нагружающих устройствах, содержащих металлы, особенно имплозивные течения, перемещения и ударные взаимодействия в однородных материалах, развитие гравитационной неустойчивости, исследование сдвиговой и откольной прочности. Решение этих задач в рамках классических методов теневой радиографии не всегда эффективно, а, порой, невозможно. Особое внимание следует обратить на исследование недоступных сегодня для теневой радиографии магнитодинамических процессов и явлений, таких как пробой, электровзрыв, магнитная фокусировка, динамика пандермоторных узлов.

Скин-эффект и вмороженные силовые линии

Скин-эффект вызван тем, что при возникновении тока в проводнике порождаемые этим током магнитные силовые линии препятствуют проникновению тока ^{внутри} проводника. Глубина скин-слоя Δ определяется следующим соотношением: $\Delta = 503 \sqrt{\frac{\rho}{\mu_m f}}$ (м), где ρ – удельное сопротивление, μ_m – относительная магнитная проницаемость, f – частота в Гц. В комплексе ПРГК-100 временной интервал между банчами – 165 нс, что соответствует частоте 6 МГц. За это время магнитные силовые линии в меди, например, «успеют» переместиться всего на 27 мкм. Максимальная длительность процесса, которую мы регистрируем сегодня – 5 мкс, что соответствует частоте в 200 кГц и дает смещение линий на 0,15 мм. Глубина скин-слоя пропорциональна корню квадратному из удельного сопротивления. Подавляющее число металлов и сплавов (исключая специальные) имеют до 20 раз меньшую проводимость, чем медь, то есть, межбанчевое смещение силовых линий магнитного поля не превысит 121 мкм. Характерное пространственное разрешение протонографического комплекса – 150÷200 мкм, таким образом, все намагниченные проводники в ходе проведения динамического эксперимента будут эволюционировать вместе с «вмороженным» в них магнитными силовыми линиями.

Протонная магнитография

Эксплуатируемый в настоящее время протонографический комплекс представляет собой четыре последовательности из квадрупольных квартетов, формирующих фокальные и Фурье-плоскости. На рисунке 1 приведена схема такой последовательности.

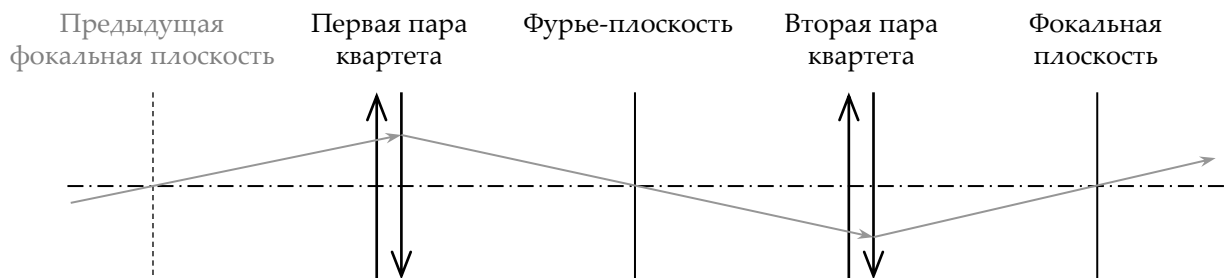


Рисунок 1. Одна из четырех последовательностей магнитооптической системы формирования протонных изображений комплекса ПРГК-100

В первой фокальной плоскости размещается *пункт регистрации протонных изображений* ПРПИ-1, используемый для мониторинга функции пучка. Во второй фокальной плоскости размещается объект исследований. В третьей и четвертой плоскостях размещены пункты ПРПИ-2 и ПРПИ-3 регистрации теневой картины изучаемого объекта. Обычно в Фурье-плоскостях этих ПРПИ размещаются коллиматоры, управляющие объектным контрастом предмета исследования: собственно коллиматоры (прозрачные в центральной части) или антиколлиматоры (не прозрачные в центральной части). Для реализации возможности восстановления векторной картины магнитного поля используется новый вид коллиматоров – полуколлиматоры, представляющие собой контрастную протяженную ступеньку (так называемая θ -функция). Устанавливаются эти коллиматоры там же, где и обычные коллиматоры: в Фурье-плоскости квартета. В зависимости от ориентации эти коллиматоры делятся на два вида.

- X-полуколлиматор отсекает половину протонов так, чтобы интенсивность прошедшего пучка зависела от величины его смещения по оси X.
- Y-полуколлиматор отсекает половину протонов так, чтобы интенсивность прошедшего пучка зависела от величины его смещения по оси Y.

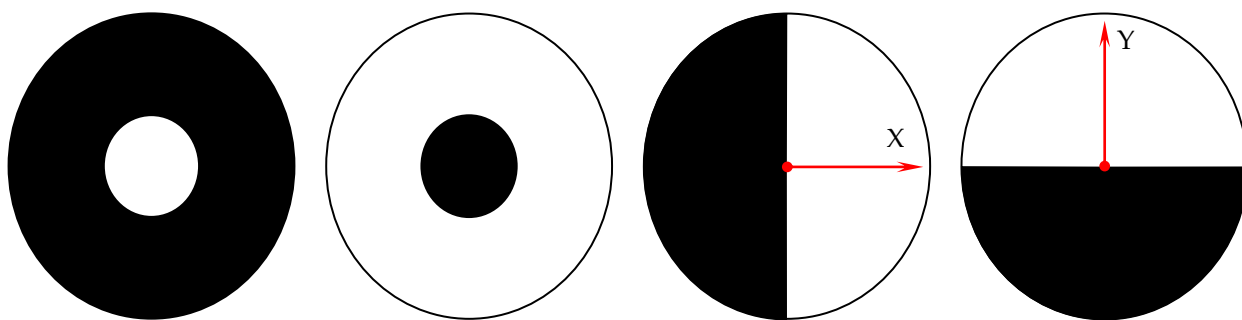


Рисунок 2. Функции прозрачности коллиматоров (слева направо): коллиматор, антиколлиматор, X-полуколлиматор, Y-полуколлиматор

Функции прозрачности перечисленных выше коллиматоров (соответствуют белому цвету) показаны на рисунке 2. Принцип работы таких коллиматоров показан на рисунке 3 на примере Y-полуколлиматора. Составляющая магнитного поля \vec{B}_x , нормального к направлению пучка, отклоняет его, что эквивалентно смещению источника потока протонов. Это приводит к тому, что центр пучка проходит либо выше ($\psi_y < 0$), либо ниже ($\psi_y > 0$) границы Y-полуколлиматора, что изменяет интенсивность прошедшего потока протонов. В отсутствии магнитного поля отсекается ровно половина пучка. Функция пучка в идеале представляет собой двумерный Гауссиан, поэтому зависимость интенсивности прошедшего пучка от напряженности отклоняющего его поля представляет собой так называемую функцию ошибок $erf(x)$ (2).

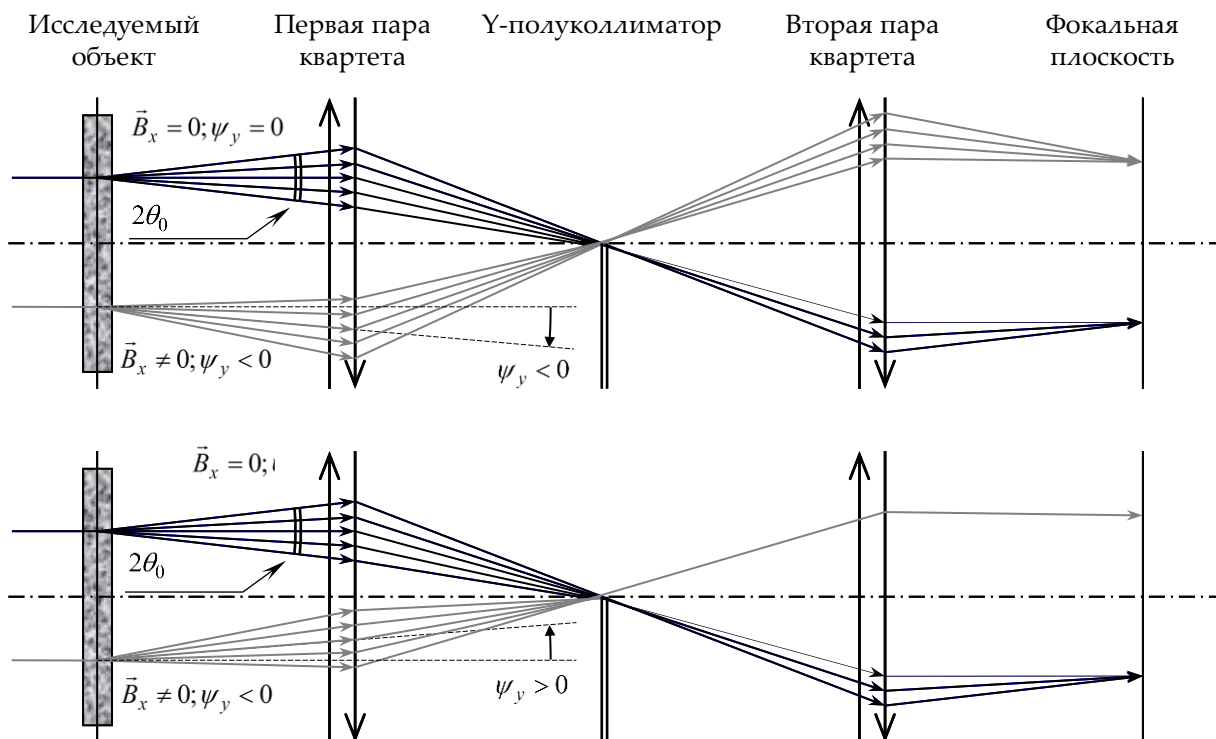


Рисунок 3. Принцип изменения интенсивности пучка протонов Y-полуколлиматором в зависимости от величины магнитного поля \vec{B}_x ; черным изображен ход пучка протонов в отсутствие поля, серым – при наличии отклоняющего магнитного поля

Пусть пучок протонов падает на исследуемый объект из проводящего материала, в котором имеется магнитное поле \vec{B} . За ось Z примем направление пучка протонов, ось Y направлена вверх, векторы $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ образуют правую тройку. На протоны, как на заряженные частицы, действует сила Лоренца $\vec{F} = q(\vec{E} + [\vec{v} \times \vec{B}])$. Внутри проводников $\vec{E} = 0$, следовательно, на протоны будет

действовать сила:
$$\vec{F} = e^+ \begin{bmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ 0 & 0 & v_z \\ B_x & B_y & B_z \end{bmatrix} = e^+ (-v_z B_y \vec{e}_x + v_z B_x \vec{e}_y)$$
. Следовательно, пройдя через намагничен-

ный объект, протоны в среднем отклонятся на некоторые углы ψ_x и ψ_y . Кроме того, за счет кулоновского рассеяния протоны будут иметь угловое среднеквадратичное рассеяние θ относительно ψ_x и ψ_y :

$$\theta_0 = \theta_x = \theta_y = \theta_{plame}^{rms} = \frac{14,1}{\beta pc} \sqrt{\frac{m}{X_0}} \quad (1)$$

В отсутствие поля и коллиматоров, отдельно взятый тонкий пучок протонов интенсивностью I_0 , падающий на исследуемый объект, сформирует пучок на сцинтилляторе первого квартета с интенсивностью $I_1 = I_0 e^{\frac{-m}{\lambda}}$. При наличии на втором квартете Y-полуколлиматора в отсутствие магнитного поля мы получим интенсивность $I_2 = \frac{1}{2} I_0 e^{\frac{-m}{\lambda}}$. Если $\vec{B}_x \neq 0$, то пучок протонов отклонится на некоторый угол ψ_y . Для протонов с энергией $50 \div 70$ ГэВ этот угол, как правило,

достаточно мал, поэтому все протоны, даже с учетом кулоновского рассеяния, проходят без потерь через квадрупольный квартет. Тогда интенсивность прошедшего пучка примет вид:

$$I_2 = \frac{1}{2} I_0 e^{-\frac{m}{\lambda}} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\psi_y}{\sqrt{2}\theta_0} \right) \right), \text{ где } \operatorname{erf}(x) - \text{функция ошибок (приведена на рисунке 4):}$$

$$\operatorname{erf} \left(\frac{\psi_y}{\sqrt{2}\theta_0} \right) = \frac{\sqrt{2}}{\theta_0 \sqrt{\pi}} \int_0^{\psi_y} \exp \left(-\frac{x^2}{2\theta_0^2} \right) dx \quad (2)$$

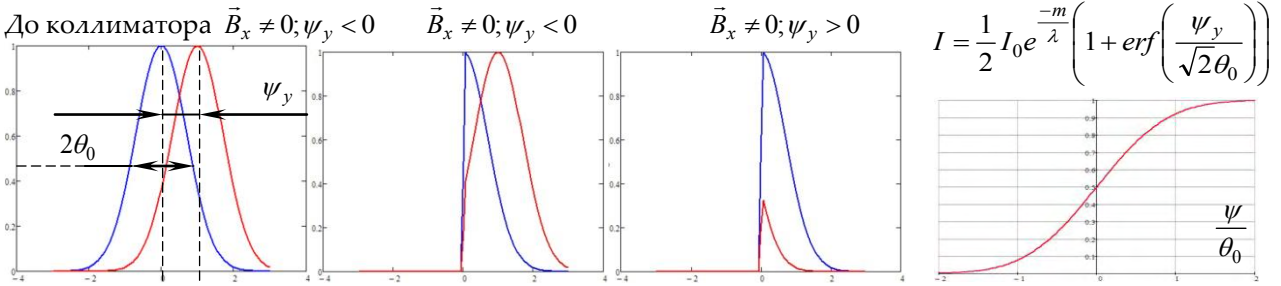


Рисунок 4. Зависимость интенсивности прошедшего пучка протонов от величины магнитного поля \vec{B}_x определяется функцией ошибок $\operatorname{erf}(x)$

Если $\vec{B}_x \neq 0$ и $\vec{B}_y \neq 0$, то пучок протонов отклонится на некоторые углы ψ_x и ψ_y . Если при этом установить на третий квартет X-полуколлиматор, то интенсивность пучка протонов примет вид:

$$I_3 = \frac{1}{4} I_0 e^{-\frac{m}{\lambda}} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\psi_y}{\sqrt{2}\theta_0} \right) \right) \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\psi_x}{\sqrt{2}\theta_0} \right) \right).$$

Итак, мы получили систему уравнений:

$$\begin{cases} I_1 = I_0 e^{-\frac{m}{\lambda}}; & I_2 = \frac{1}{2} I_0 e^{-\frac{m}{\lambda}} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\psi_y}{\sqrt{2}\theta_0} \right) \right) \\ I_3 = \frac{1}{4} I_0 e^{-\frac{m}{\lambda}} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\psi_y}{\sqrt{2}\theta_0} \right) \right) \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\psi_x}{\sqrt{2}\theta_0} \right) \right) \end{cases} \quad (3)$$

Несмотря на внушительный внешний вид, решение весьма просто, так как свертки искомым компонент магнитного поля с функцией $\operatorname{erf}(x)$ определяются следующим образом:

$$\operatorname{erf} \left(\frac{\psi_y}{\sqrt{2}\theta_0} \right) = \frac{2I_2}{I_1} - 1; \quad \operatorname{erf} \left(\frac{\psi_x}{\sqrt{2}\theta_0} \right) = \frac{2I_3}{I_2} - 1; \text{ откуда получаем:}$$

$$\psi_y = \sqrt{2}\theta_0 \operatorname{erf}^{-1} \left(\frac{2I_2}{I_1} - 1 \right); \quad \psi_x = \sqrt{2}\theta_0 \operatorname{erf}^{-1} \left(\frac{2I_3}{I_2} - 1 \right), \text{ что определяет отношения } \frac{\psi_y}{\theta_0} \text{ и } \frac{\psi_x}{\theta_0}. \text{ В эти}$$

отношения входит неизвестная величина θ_0 . Но, поскольку $\psi_x = -C \cdot \vec{B}_y$ и $\psi_y = C \cdot \vec{B}_x$ линейно зависят от компонент магнитного поля, то, с учетом этого, угол поворота вектора φ можно определить,

$$\text{даже не зная } \theta_0: \quad \varphi = \arcsin \left(\frac{\vec{B}_y}{\sqrt{\vec{B}_y^2 + \vec{B}_x^2}} \right) = \arcsin \left(\frac{\frac{\psi_x}{\theta_0}}{\sqrt{\left(\frac{\psi_x}{\theta_0} \right)^2 + \left(\frac{\psi_y}{\theta_0} \right)^2}} \right).$$

Для определения абсолютных значений компонент магнитного поля определим значение θ_0 следующим образом. Из первого уравнения системы (3) $m = -\lambda \ln \left(\frac{I_1}{I_0} \right)$. Подставив полученное значение в уравнение (1), найдем θ_0 , что определит углы ψ_x и ψ_y . Для объектов исследования

известной толщины h существует простая связь: $h = 2r_g \sin \frac{\psi_x}{2} \approx r_{gx} \psi_x$; где $r_{gx} = \frac{P_T}{e \cdot \bar{B}_y} = \frac{E}{c \cdot e \cdot \bar{B}_y}$ — ларморовский радиус протона с энергией E для компоненты \bar{B}_y .

$$\text{Отсюда: } \bar{B}_y = \frac{-E\psi_x}{c \cdot e \cdot h}; \bar{B}_x = \frac{E\psi_y}{c \cdot e \cdot h}; |\bar{B}| = \sqrt{\bar{B}_y^2 + \bar{B}_x^2}.$$

Моделирование процесса восстановления векторного магнитного поля проводилось с использованием реальных параметров комплекса ПРГК-100 и показало безусловную техническую возможность реализации данного проекта. На рисунке 5 в качестве простого примера показаны исходные данные моделирования регистрации плоской длинной катушки с током и восстановленные компоненты магнитного поля.

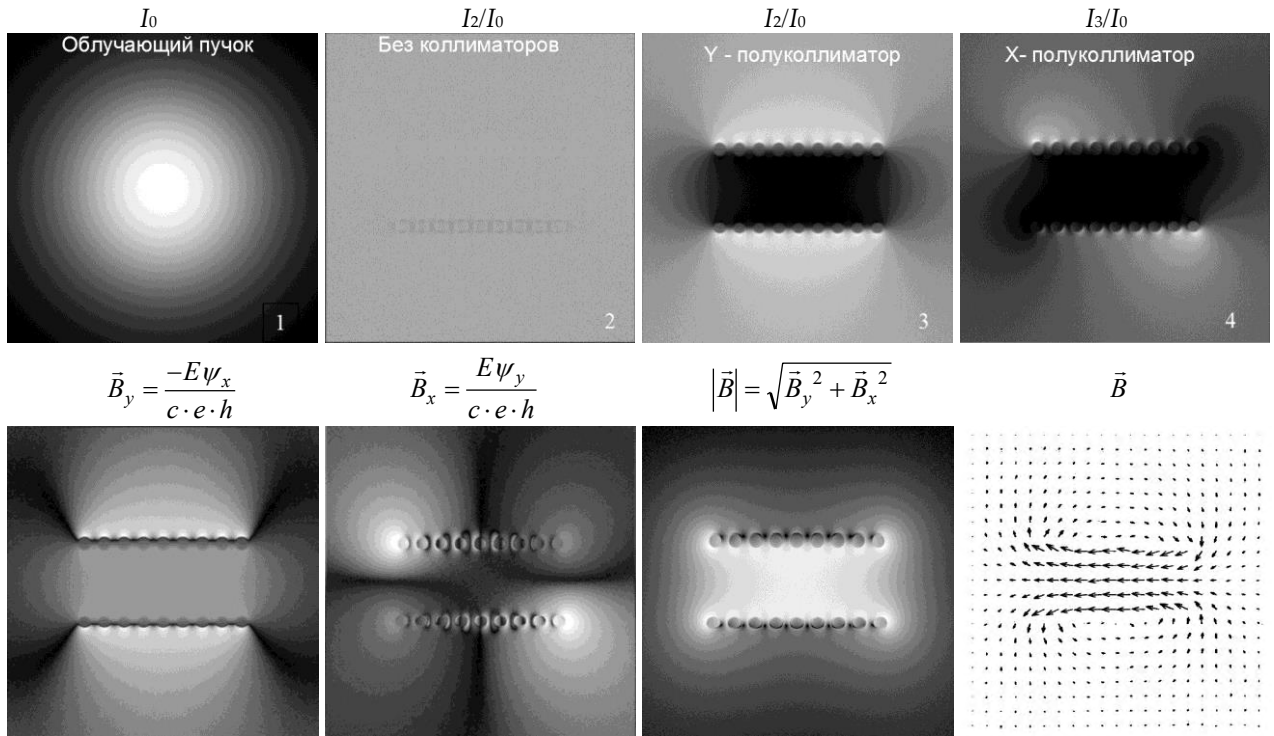


Рисунок 5. Результаты моделирования регистрации плоской длинной катушки с током и восстановленные компоненты магнитного поля

Протонная магнитная томография

Описанная выше протонная магнитография дает интегральную картину магнитного поля вдоль траектории движения протонов. Если магнитное поле осесимметрично, то возможно восстановление плоской радиальной векторной функции магнитного поля. В протонной магнитографии как прямое, так и обратное преобразования отличаются от обычной протонографии и рентгенографии тем, что интегрирование векторного магнитного поля, в отличие от массовой толщины объекта (преобразование Радона), происходит по криволинейным траекториям.

Области применения протонной магнитографии

Ниже перечислены направления исследований, применение протонной магнитографии в которых видится наиболее эффективным.

- 1 Исследование вихревых течений и сдвиговых деформаций, формирование трещин и отколов.

- 2 Визуализация магнитных полей внутри различных электронных устройств, включая сверхвысокочастотные.
- 3 Поиск дефектов в ответственных деталях из ферромагнетиков, например, из стали.
- 4 Возможность различать и контрастировать границы проводящих и непроводящих материалов, ферромагнетиков и парамагнетиков при их близкой или равной радиографической толщине.
- 5 Возможность исследования динамики фазовых переходов за фронтом ударной волны в сверхпроводниках при переходе через $T_{кр}$ и в ферромагнетиках при переходе через $T_{Кюри}$.

ПРОТОННАЯ МАГНИТОГРАФИЯ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ – АЛГОРИТМИКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ВЕКТОРНОЙ КАРТИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

В. А. Аринин, Ю. М. Куропаткин, О. В. Орешков, С. В. Потапов, Б. И. Ткаченко

РФЯЦ – ВНИИЭФ, Саров, Россия

Введение

В общих чертах схема протонной магнитографии предусматривает, что функция зондирующего пучка является двумерным гауссианом с известным параметром σ . Если максимум гауссиана точно проходит по краям горизонтально и вертикально ориентированных полуколлиматоров (X- и Y-полуколлиматоров соответственно), представляющих собой ступеньку (θ -функцию), то при отклонении протонного пучка магнитным полем его интегральная интенсивность будет меняться. Разность предварительного изображения немагнитного объекта и динамического намагниченного объекта за соответствующим полуколлиматором даст нам \vec{V}_x и

\vec{V}_y компоненты векторного поля \vec{V} , пропорциональные функции ошибок $erf(q_0) = 2 \int_{-\infty}^{q_0} e^{-\alpha q^2} dq - 1$.

На практике зондирующий пучок далек от гауссиана, не обладает симметрией, его параметры меняются как от банча к банчу, так и от одного пуска ускорителя к другому. Для регуляризации функции зондирующего пучка будем использовать результат ее мониторинга и регистрации на остальных ПРПИ (пунктах регистрации протонных изображений) без взаимодействия с объектами исследования и коллиматорами. Функция зондирующего пучка строго положительна во всей области определения, следовательно, для каждого ПРПИ существует мультипликативный корректор, преобразующий функцию пучка в гауссиан с любым значением σ и центральным положением максимума. Этот корректор однозначно определяется функцией мониторинга пучка, регистрируемой на ПРПИ-1.

Техническая реализация полуколлиматора так же представляет собой нетривиальную задачу: учитывая огромную проникающую способность протонов высоких энергий, полуколлиматор должен быть достаточно протяженным, поэтому его края оказываются вдали от Фурье-плоскости квадрупольного квартета.

Отдельной задачей является визуализация векторных магнитных полей, то есть, функций комплексного числа. Выбор эффективных и хорошо визуально воспринимаемых схем позволяет контролировать процесс преобразований, избегать грубых ошибок, воспринимать картину векторного магнитного поля в целом.

Протонная магнитография – основные алгоритмические проблемы

Рисунок 1 иллюстрирует принципы протонной магнитографии, основанной на изменении потока регистрируемых протонов магнитным полем объекта на примере установки Y-полуколлиматора в Фурье-плоскости квадрупольного квартета. Здесь ψ_y – угол отклонения протонного пучка интегральной горизонтальной составляющей магнитного поля по пути