

Макроскопический эффект тени электромагнитного поля релятивистских электронов

Г. А. Науменко¹⁾, А. П. Потылицын, Л. Г. Сухих, Ю. А. Попов, М. В. Шевелёв

НИИ ядерной физики, Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 21 мая 2009 г.

После переработки 5 июня 2009 г.

Экспериментально исследован эффект “зоны формирования” (эффект “тени”) по изменению характеристик когерентного дифракционного излучения при прохождении релятивистского электронного сгустка вблизи двух проводящих мишеней в зависимости от расстояния между ними. В экспериментах исследовалось влияние эффекта тени за поглощающим и проводящим экраном на интенсивность дифракционного излучения. В обоих случаях наблюдается одинаковое уменьшение интенсивности дифракционного излучения практически до нуля при уменьшении расстояния между источником тени и мишенью. Полученные результаты позволяют сделать вывод о неравнозначности двух трактовок наблюдаемого эффекта: “зоны формирования” и “эффекта тени”.

PACS: 41.60.–m, 41.75.Ht

При последовательном взаимодействии релятивистской заряженной частицы с лоренц-фактором γ с двумя и более рассеивающими центрами взаимодействие частицы с первым центром оказывает влияние на характер взаимодействия частицы с последующими центрами, если расстояние L между ними существенно меньше, чем $\gamma^2\lambda$, где λ – длина волны, характеризующая взаимодействие [1]. В цитируемой работе эффект “полуголого электрона” (терминология [1]) рассматривался в рамках квантовой электродинамики для микроскопической задачи – рассеяния релятивистского электрона на отдельных частицах или атомах. Этот эффект можно наблюдать в более длинноволновом диапазоне и для макроскопических задач, например, генерации переходного (ПИ) и/или дифракционного (ДИ) излучений в двух последовательно расположенных мишенях, что и будет рассматриваться далее. В случае ПИ и/или ДИ при расположении мишеней на расстоянии L , меньшем чем $\gamma^2\lambda$, наблюдается существенное подавление интенсивности излучения от второй мишени. В работах [2, 3] этот эффект для ультрарелятивистского электрона назван “эффектом тени”.

Существуют две точки зрения на указанный эффект. Первый подход (“подход I”) к этому явлению наиболее ярко представлен в работе [4], где ослабление поля после первой мишени, которое приводит к снижению интенсивности излучения от второй мишени, рассматривается как результат деструктивной интерференции кулоновского поля релятивистского

электрона с полем ПИ или ДИ вперед от первой мишени. Этот эффект характеризуется длиной порядка $\gamma^2\lambda$, называемой “длиной формирования излучения”. Как показано в работе [5], ПИ вперед, генерируемое релятивистской частицей, пересекающей бесконечную границу раздела идеальный проводник – вакуум, обусловлено кильватерным полем (wake-field), которое наводится в идеальном проводнике.

В альтернативном подходе (“подход II”) предполагается, что при первом взаимодействии образуется “полуголый электрон” – электрон без части “фотонной шубы”, и дальнейшая эволюция электрона рассматривается как восстановление его поля на расстоянии порядка $\gamma^2\lambda$ [1, 6, 7]. Суммарное поле частицы может быть записано на выходе из идеального проводника в виде [8, 9].

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}^{(e)}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{A}'(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

где первое слагаемое в правой части совпадает с выражением для кулоновского поля частицы в вакууме, а второе – с выражением для переходного излучения.

Фурье-образ потенциала (1) можно представить в виде (формула (4) из [8])

$$\mathbf{A} = \frac{e}{2\pi^2} Re \left\{ \int \frac{d^3k}{k} \frac{\mathbf{V}}{(k-\mathbf{k})V} \left[1 - e^{-i(k-\mathbf{k}\mathbf{V})t} \right] e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \mathbf{k}\mathbf{V}t)} \right\}. \quad (2)$$

Процесс переходного излучения на “второй” мишени можно трактовать как отражение поперечной компоненты поля (2) по законам оптики. Подавление излучения от второй мишени на расстояниях $L < \gamma^2\lambda$

¹⁾e-mail: naumenko@npi.tpu.ru

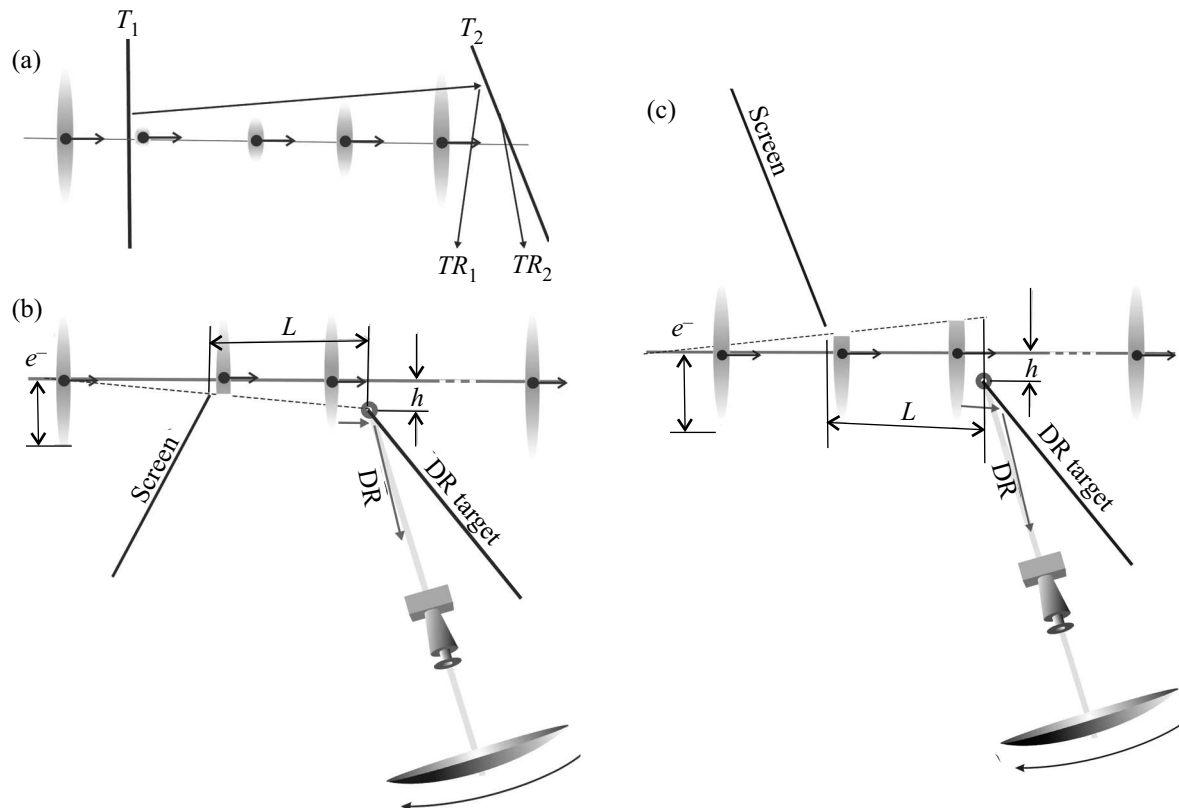


Рис.1. Схемы измерения: (а) – измерение прямого и обратного переходного излучения в работе [13]; (б) – измерение дифракционного излучения в области тени поля релятивистских электронов за проводящим экраном; (с) – измерение дифракционного излучения в случае, когда мишень и проводящий экран, создающий тень поля электронов, находятся по разные стороны от электронного пучка

рассматривается в этом случае как взаимодействие лишь “части” поля электрона со второй мишенью.

Отметим, что если в качестве первой мишени рассматривать тонкий слой материала, поглощающего излучение, то в этом подходе поле на выходе из такой мишени также будет описываться выражением (1). Ясно, что в этом случае второе слагаемое в (1) уже не будет описывать ПИ “вперед” как излучение поверхностных токов.

Следует отметить, что в работе [1] автор допускает как первую, так и вторую интерпретацию этого явления, то есть обе эти точки зрения считаются эквивалентными. Выбор первой или второй трактовки, или же подтверждение их эквивалентности интересно прежде всего с точки зрения развития фундаментальных представлений о природе электромагнитного поля заряженных частиц.

Эффект подавления ПИ в случае, когда две мишени находятся на расстоянии меньше длины формирования излучения, наблюдался еще в 70-х годах прошлого века в рентгеновском диапазоне [10, 11], однако детальных исследований зависимости подавления

излучения от длины формирования не проводилось. Изменение интенсивности детектируемого излучения измерялось для различных углов наблюдения при фиксированном расстоянии между зеркалами. Целенаправленные исследования этого явления проводились при изучении когерентного ПИ в дальком инфракрасном диапазоне в работах [12, 13] (см. рис.1а), где были измерены зависимости интенсивности излучения от расстояния между двумя мишенями. В этой работе подавление излучения рассматривается как результат деструктивной интерференции прямого ПИ (TR_1) от мишени T_1 с обратным ПИ (TR_2) от мишени T_2 при сложении их напряженностей $\mathbf{E}_\Sigma = \mathbf{E}_{TR_1} + \mathbf{E}_{TR_2}$, так что суммарная интенсивность излучения будет иметь вид $W_\Sigma = 2W_{TR} \cdot \Phi$, где W_{TR} – интенсивность ПИ в дальней зоне от отдельной мишени, Φ – фазовый множитель. При этом подавление интенсивности излучения определяется, в основном, фазовым множителем:

$$\Phi = 1 - \cos \left(\frac{2\pi}{\beta\lambda} L \cdot (1 - \beta \cos \theta) \right), \quad (3)$$

где β – скорость электрона в единицах скорости света, θ – угол наблюдения относительно направления зеркального отражения, L – расстояние между зеркалами. Для релятивистских электронов при $\theta \sim \gamma^{-1}$ фазовый множитель (3) примет вид $\Phi \approx 2 \sin^2 \left(\pi \frac{L}{\gamma^2 \lambda} \right)$. В работе [13] исследовалось когерентное ПИ с длиной волны $\lambda = 2$ мм на пучке электронов с энергией 150 МэВ, то есть для $\gamma^2 \lambda = 180$ м. При $L \ll \gamma^2 \lambda$ вместо (3) имеем:

$$\Phi \approx 2\pi^2 (L/\gamma^2 \lambda)^2. \quad (4)$$

Эта зависимость в [13] была подтверждена экспериментально. Следует, однако, заметить, что выражение (4) остается справедливым в рамках подхода П [8].

Также авторами [13] были проведены измерения в случаях, когда первая мишень (см. рис.1а) T_1 была заменена на поглотитель (материал, пропускающий и отражающий не более 1% излучения в миллиметровом диапазоне). Результаты измерений показали практически полное совпадение характеристик излучения с экспериментом на проводящей мишени.

Для дальнейшего исследования этого явления нами был проведен эксперимент на выведенном электронном пучке микротрона НИИЯФ ТПУ со следующими параметрами: энергия электронов – 6.1 МэВ, длительность макро-импульса – $3 \div 5$ мкс, частота макро-импульсов – $1 \div 8$ Гц, длина электронного сгустка по основанию – $5 \div 6$ мм, максимальное число электронов в электронном сгустке $N_e \approx 10^8$, число сгустков в макро-импульсе – $\approx 10^4$, размер пучка на выходе из микротрона – 4×2 мм, угловая расходимость выведенного пучка – $\sigma = 0.08$ рад. В этих условиях при $\lambda > 9$ мм ДИ имеет когерентный характер (см. [14]), что дает увеличение интенсивности излучения примерно на 8 порядков и позволяет регистрировать излучение существующими детекторами.

Область тени за поглощающим и проводящим экранами исследовалась путем измерения угловых характеристик когерентного обратного ДИ при различном расстоянии L между экраном и мишенью в геометрии, представленной на рис.1b, когда экран и мишень расположены по одну сторону от электронного пучка, причем импакт-параметр h значительно меньше $\gamma\lambda$. В качестве источника тени использовался проводящий экран из медной фольги толщиной 100 мкм. Для исключения вклада в измеряемые характеристики изменения поперечного фактора пучка из-за его расходимости мишень была закреплена неподвижно, а изменение расстояния L обеспечивалось продольным перемещением экра-

на. Для измерения угловых характеристик излучения применялся “параболический телескоп” с детектором DR21-М [15], обеспечивающий измерения угловых распределений излучения с исключением эффекта предволновой зоны [16]. То есть спектрально-угловые характеристики измеренного излучения совпадают с характеристиками, измеренными в дальней зоне. Для подавления фона ВЧ системы ускорителя на входе детектора установлен заградительный волновод, подавляющий регистрацию излучения с длиной волны $\lambda > 17$ мм.

В эксперименте измерялась зависимость интенсивности излучения от расстояния L между экраном и мишенью и от угла наблюдения θ в геометрии, представленной на рис.1b. Измерения проводились с шагом 1° по углу θ и с шагом 20 мм по расстоянию L в диапазоне от 0 до 200 мм. Для контроля измерялись также соответствующие зависимости в геометрии, представленной на рис.1с. Очевидно, что в этой геометрии поле электрона не затеняется, и характеристики излучения не должны зависеть от расстояния L .

Для контроля экспериментальной методики было измерено угловое распределение обратного ДИ (рис.2) по схеме, представленной на рис.1b, но без

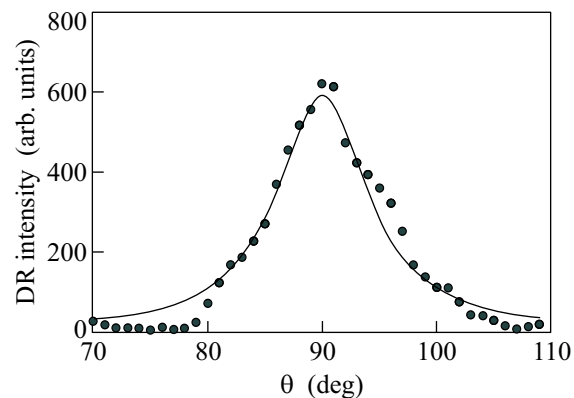


Рис.2. Измеренное угловое распределение дифракционного излучения от мишени (экспериментальные точки) и расчет по модели из [15] для условий эксперимента для $\lambda = 13$ мм – средней длины волны в измеряемом интервале (сплошная кривая)

проводящего экрана. Сравнение с расчетом, выполненным по простой модели из [17] для условий эксперимента при $\lambda = 13$ мм – средней длины волны в измеряемом интервале (сплошная кривая на рис.2), показывает хорошее согласие экспериментальных результатов с теоретическим расчетом.

На рис.3 для примера представлены 4 измеренные зависимости интенсивности обратного ДИ от угла на-

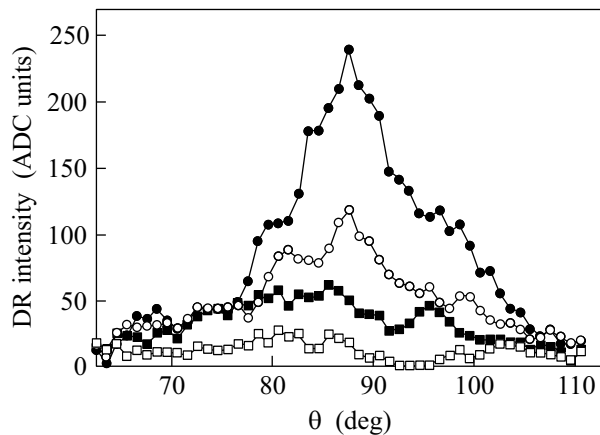


Рис.3. Пример зависимостей интенсивности обратного ДИ от угла наблюдения в плоскости излучения, измеренных по схеме (b), представленной на рис.1 при различном расстоянии от мишени до источника тени: \square – $L = 20$ мм, \blacksquare – $L = 80$ мм, \circ – $L = 140$ мм, \bullet – $L = 200$ мм

блюдения θ в плоскости излучения (σ -поляризация) при различном расстоянии L . Ошибка регистрации интенсивности излучения составляла $\pm 7\%$. Аналогичные зависимости были измерены в геометрии, приведенной на рис.1с, показанные на рис.4 для рас-

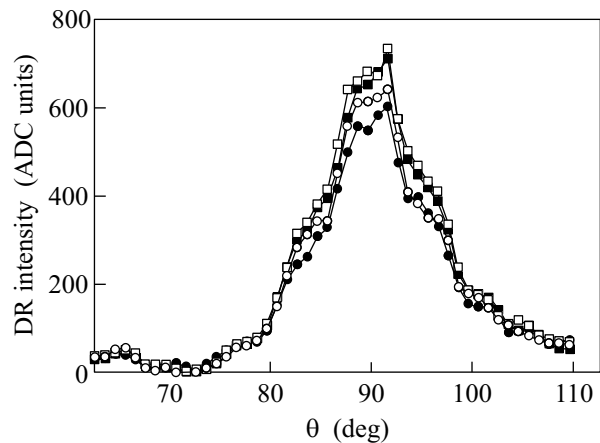


Рис.4. Пример зависимостей интенсивности обратного ДИ от угла наблюдения, измеренных по схеме (с), представленной на рис.1, при различном расстоянии от мишени до источника тени: \square – $L = 20$ мм, \blacksquare – $L = 80$ мм, \circ – $L = 140$ мм, \bullet – $L = 200$ мм

стояний, соответствующих рис.3. Сглаженные зависимости интенсивности обратного ДИ от угла наблюдения θ и расстояния L между экраном и мишенью, измеренные в геометрии рис.1b и рис.1с, приведены на рис.5а и 5b, соответственно.

Как следует из приведенных результатов, в полной аналогии с работой [8], собственное поле электро-

на после прохождения первой дифракционной мишени (при $z = 0$) можно представить в виде

$$\mathbf{A}^{(e)}(z = 0) = \frac{eV/c}{\sqrt{(Vt)^2 + (x^2 + y^2)/\gamma^2}} \Theta(y + h), \quad (5)$$

где h – импакт-параметр (в нашем случае $h = 15$ мм), $\Theta(t)$ – ступенчатая функция Хевисайда, которая как раз и характеризует “эффект тени”. В случае ДИ второе слагаемое в (1) совпадает с выражением для дифракционного излучения (см., например, [17]).

Подавление обратного ДИ при $L \rightarrow 0$ и возрастание его при увеличении L , наблюдаемое в зависимости на рис.5а, в рамках подхода II объясняется частичной потерей электроном своего кулоновского поля и дальнейшим переходом электрона из этого “нестабильного” состояния в “стабильное” состояние свободного электрона в вакууме. В рамках подхода I этот эффект объясняется деструктивной интерференцией поля электрона с полем ДИ от проводящего экрана в направлении движения электрона и дальнейшим разделением этих полей из-за разности скорости движения электрона и скорости распространения излучения. Экспериментальная зависимость интенсивности излучения в максимуме углового распределения как функция от L (рис.6), лежит между простой оценкой с использованием (3) для $\lambda = 13$ мм – средней длины волны в измеряемом интервале (пунктирная кривая на рис.6) и расчетом по модели интерференции ДИ от экрана, отраженного от мишени, с обратным ДИ от мишени (см. [3]) для геометрии эксперимента (сплошная кривая).

Подобные исследования в тех же экспериментальных условиях выполнены нами в работе [3], где в качестве экрана использовался поглотитель. На рис.7 приведены аналогичные зависимости интенсивности обратного ДИ от угла наблюдения θ и расстояния L между поглощающим экраном и мишенью, измеренные в геометрии рис.1b и рис.1с (рис.7а и 7b, соответственно).

Сравнивая зависимости, представленные на рис.5 и 7, можно заметить, что эволюция поля в области тени практически не меняется при замене поглощающего экрана на экран из проводящего материала. Этот факт указывает на возможную неравнозначность описанных выше подходов к интерпретации эффекта. Действительно, согласно, например, [4] и [18], подход I связан с генерацией ДИ поверхностными токами, возбужденными полем электрона на выходной (по ходу движения электронов) поверхности проводящего экрана. В случае же поглощающего экрана, по всей видимости, не приходится говорить о возбуждении каких-либо поверхностных токов как

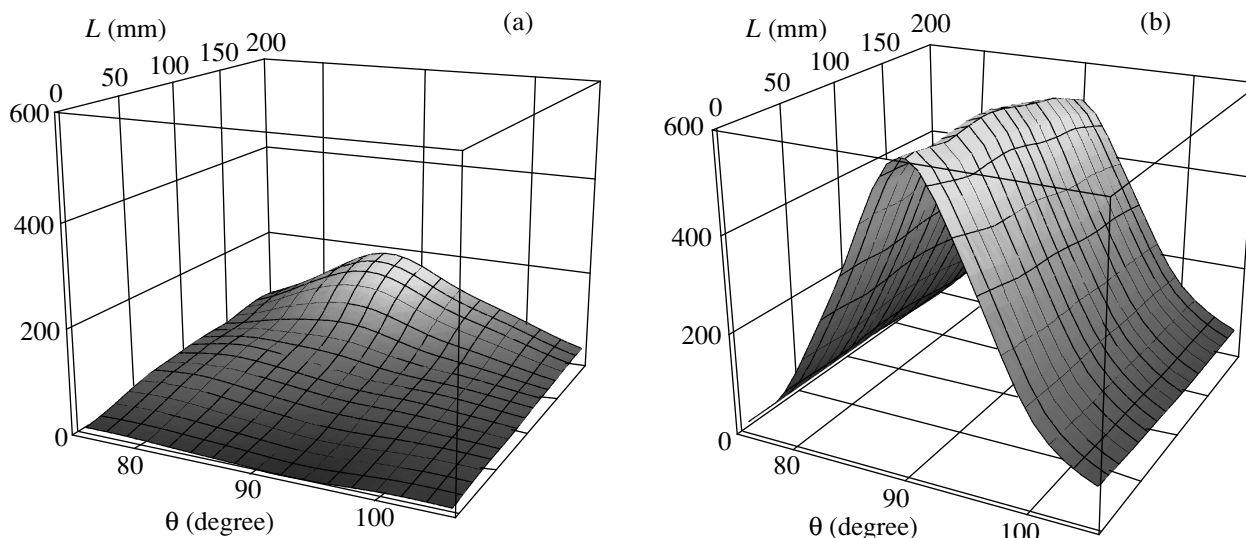


Рис.5. Сглаженная зависимость измеренной интенсивности обратного ДИ от угла наблюдения θ и расстояния L между проводящим экраном и мишенью. (а) – в геометрии, представленной на рис.1b, (б) – в геометрии, представленной на рис.1c

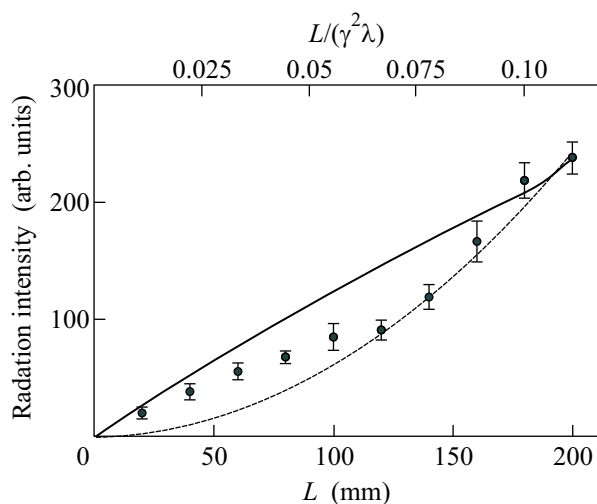


Рис.6. Экспериментальная кривая значений интенсивности излучения в максимуме углового распределения как функция от L (точки), оценка с использованием (3) для $\lambda = 13$ мм (пунктирная кривая) и расчет по модели из [11] (сплошная кривая). Расчетные кривые нормированы на экспериментальное значение при $L = 200$ мм

на входной, так и на выходной поверхностях. Таким образом, результаты экспериментов указывают на то, что подход I, по-видимому, не имеет под собой оснований, а выражение (1) описывает восстановление поля электрона, в процессе которого возникает излучение, характеристики которого в дальней зоне (в конечном состоянии) совпадают с характеристиками ПИ (или ДИ).

Работа выполнена при частичной поддержке Программы Рособразования на проведение научных исследований (2008-2012 годы).

1. Е. Л. Фейнберг, Успехи физических наук **132**, 255 (1980).
2. X. Artru and C. Ray, *Interferences between light emitted by charged particles crossing or skimming past optical fibers*, International Symposium RREPS'07, Prague, 2007.
3. G. Naumenko, X. Artru, A. Potylitsyn et al., arXiv:0901.2630v1.
4. Б. М. Болотовский, Труды физического института АН СССР, **140**, 95 (1982).
5. Dao Xiang and Wen-Hui Huang, Nucl. Inst. Meth. A **553**, 381 (2005).
6. Н. Ф. Шульга, В. В. Сыщенко, Ядерная физика **63**, 2112 (2000).
7. X. Artru, R. Chehab, K. Honkavaara et al., Nucl. Inst. Meth. B **145**, 160 (1998).
8. N. F. Shulga, S. N. Dobrovolsky, and V. G. Syshchenko, Nucl. Inst. Meth. B **145**, 180 (1998).
9. Н. Ф. Шульга, С. Н. Добровольский, ЖЭТФ **117**, 668 (2000).
10. L. C. L. Yuan, C. L. Wang, H. Uto et al., Phys. Rev. Lett. **25**, 1513 (1970).
11. M. L. Cherry, G. Hartmann, D. Muller et al., Phys. Rev. D **10**, 3594 (1974).
12. Y. Shibata, K. Ishi, T. Takahashi et al., Phys. Rev. A **45**, R8340 (1992).

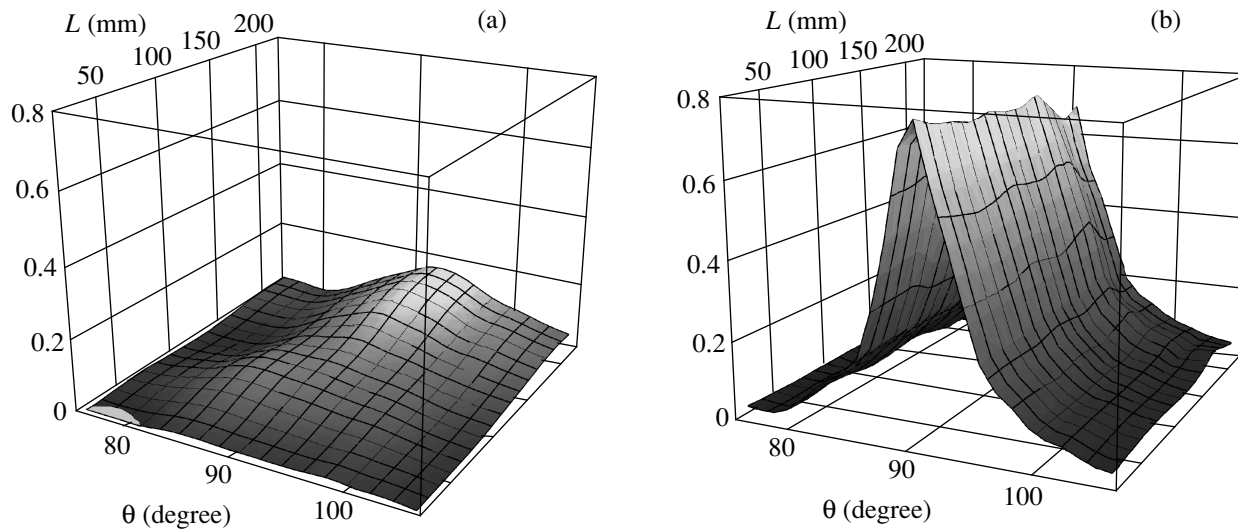


Рис.7. Сглаженная зависимость из [11] измеренной интенсивности обратного ДИ от угла наблюдения θ и расстояния L между поглощающим экраном и мишенью. (а) – в геометрии, представленной на рис.1b, (б) – в геометрии, представленной на рис.1с

13. Y. Shibata, K. Ishi, T. Takahashi et al., Phys. Rev. E **49**, 1 (1994).
14. А. Н. Алейник, А. С. Арышев, Б. Н. Калинин и др., Письма в ЖЭТФ **76**, 397 (2002).
15. G. A. Naumenko, B. N. Kalinin, G. A. Saruev et al., NIM B **266**, 3733 (2008).
16. Б. Н. Калинин, Г. А. Науменко, А. П. Потылицын и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 136 (2006).
17. А. Р. Potylitsyn, NIM B **145**, 169 (1998).
18. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, ДАН СССР **147**, 1 (1962).