

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**О ВНУТРИЯДЕРНОМ КАСКАДНОМ ПРОЦЕССЕ**

Развитие техники ускорения заряженных частиц позволяет всё глубже познавать процессы, происходящие при взаимодействии частиц с ядрами атомов. Особый интерес представляет собой исследование взаимодействия нуклеонов большой энергии с ядрами тяжёлых элементов, в которых возможно развитие внутриядерного каскадного процесса. Такое исследование было произведено^{1, 2} для протонов с энергией 375 Мэв, и нейтронов с энергией ~ 300 Мэв, полученных при помощи фазотрона. Пучками этих частиц облучались фотографические пластинки, в эмульсии которых происходили ядерные расщепления, подвергавшиеся в дальнейшем анализу. Путём расчёта было показано, а затем и экспериментально подтверждено, что по крайней мере 80% неупругих столкновений в эмульсии происходит с ядрами Ag и Br, имеющими среднее массовое число ~ 100. Вклад же, вносимый лёгкими ядрами (желатина), мог быть оценён и вычтен из суммарного эффекта.

При энергии бомбардирующих частиц в 300—400 Мэв ещё возможно пренебречь образованием мезонов, но в то же время можно ожидать значительного развития внутриядерного каскада в столь тяжёлых ядрах, как ядра Ag и Br.

Экспериментальные результаты¹ сравнивались с теоретическими расчётами² для определённой модели процесса взаимодействия, причём обнаружилось удивительно хорошее согласие теории с опытом.

Основные черты рабочей модели, положенной в основу расчёта внутриядерного каскадного процесса, заключались в следующем. Тяжёлые ядра описываются при помощи обычной статистической газовой модели Ферми. В основном состоянии идеальный нуклеонный газ Ферми находится при нулевой температуре в потенциальной яме глубиной 31 Мэв, равной сумме максимальной энергии Ферми и средней энергии связи нуклеонов. Величина барьера кулонового поля была вычислена для протонов равной 8 Мэв. Распределение Ферми-импульсов представлялось в виде сферы с радиусом, равным максимальному импульсу ($P_{\text{макс}} = 22 \text{ Мэв}$). Поскольку эффективный радиус действия ядерных сил для рассеяния нуклеонов большой энергии на нуклеонах мал по сравнению со средней длиной свободного пробега в ядерном веществе, принималось, что налетающий нуклеон взаимодействует с нуклеонным газом путём ряда последовательных актов рассеяния на отдельных нуклеонах. При этом используется асимптотическое сечение для свободного рассеяния нуклеонов на нуклеонах, однако оно соответственно уменьшается из-за принципа Паули, который исключает рассеяние в состоянии с импульсами, лежащими внутри заполненной сферы Ферми. Нуклоны ядра, на которых происходит рассеяние (будем называть их условно нуклонами отдачи), в свою очередь действуют по-

добным же образом, в результате чего образуется внутриядерный нуклеонный каскад, который продолжает развиваться до тех пор, пока движущиеся нуклеоны не выйдут за пределы ядра, либо пока энергия нуклеона не становится меньше величины ядерного барьера (в том числе кулонового поля), и нуклеон захватывается ядром термически. Предполагается, что за время развития внутриядерного каскадного процесса ядро остаётся в основном состоянии.

В результате такого процесса испускается несколько быстрых нуклеонов, а оставшееся возбуждённое ядро испаряется в соответствии с термодинамической теорией испарения ядра.

Таким образом в этом приближении взаимодействие представляет собой каскадный процесс свободного рассеяния нуклеонов на нуклеонах. Влияние остальных нуклеонов проявляется только в существовании потенциального барьера, начального распределения Ферми-импульсов и принципа Паули, запрещающего столкновения, соответствующие переходу в состояние, уже занятое другими нуклеонами. Оценка ошибки, вносимой таким приближением, показала, что, по крайней мере, для нуклеонов с энергией больше 50 Мэв, поправка на одновременное взаимодействие со многими нуклеонами невелика.

Как будет показано ниже, экспериментальные данные свидетельствуют о применимости столь простой и грубой модели для описания сложного процесса взаимодействия с тяжёлыми ядрами.

Расчёт каскадного процесса производится методом, широко используемым для описания схем, состоящих из ряда последовательных процессов (A, B, C, \dots), каждый из которых характеризуется своим собственным, статистическим распределением. При этом методе каждое статистическое распределение разбивается на равновероятные интервалы, а затем производится расчёт, начиная со случайно выбранного случая из A в последовательности со случайно выбранным равновероятным случаем из B , затем из C и т. д., пока не будет получено конечное состояние. Статистические флуктуации в кривой распределения самого конечного состояния при этом будут одинаковы для некоторого числа случаев подобного выборочного расчёта и такого же числа экспериментально наблюдавшихся случаев взаимодействия.

Расчёты сильно упрощаются при рассмотрении развития каскада без учёта заряда взаимодействующих нуклеонов. Такое приближение даёт правальные общие характеристики всех нуклеонов (протонов и нейтронов, рассматриваемых совместно). Соотношение же между числом протонов и нейтронов было получено иным путём.

Возможность замены протонов и нейтронов на один общий тип нуклеонов, характеризуемый усреднённым сечением и плотностью, равной средней плотности нуклеонов в ядре, обуславливается следующими обстоятельствами. В ядрах Ag и W содержатся примерно равное число протонов и нейтронов. Ядерные силы, повидимому, не зависят от заряда, поэтому следует ожидать, что $\sigma_{n-p} \cong \sigma_{p-p}$. Эффективные сечения для взаимодействия типа $n-p$ и $p-p$ примерно одинаково изменяются с энергией и могут быть заменены на усреднённое сечение, изображённое на рис. 1 штрихпунктирной линией. На этом рисунке сечения $n-p$ и $p-p$ экстраполированы до 400 Мэв, а сечение $n-p$, в действительности анизотропное, заменено на эквивалентное изотропное сечение, выбранное таким образом, чтобы оно соответствовало той же передаче энергии, что и при действительном сечении. Поскольку известно, что сечение $p-p$ изотропно при всех энергиях, то и усреднённое сечение будет изотропно. Средняя длина свободного пробега (λ) в зависимости от энергии (E) нуклеона, движущегося внутри ядра, имеет вид:

$$\lambda(E) = \frac{1}{\rho \sigma(E)},$$

где ρ — плотность нуклеонов в ядре, а $\sigma(E)$ — усреднённое сечение, приведённое на рис. 1.

Вероятность того, что столкновение внутри ядра ещё не произойдёт на расстоянии x , может быть, очевидно, записана в виде $g = e^{-\frac{x}{\lambda(E)}}$.

Дальнейшее упрощение расчётов осуществляется путём перехода от трёхмерной геометрии к двумерной. Такой переход возможен благодаря тому, что все конечные распределения должны быть симметричными по

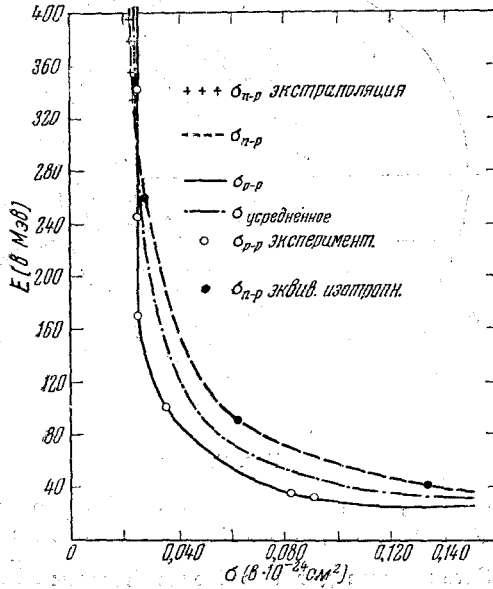


Рис. 1.

отношению к направлению падающего параллельного пучка нуклеонов. Сферическое ядро заменяется двумерным кругом, диаметр которого направлен вдоль падающего пучка. При этом трёхмерность ядра учитывается тем, что сегментам круга, составленным из хорд, параллельных пучку, приписывается вес, пропорциональный площадям соответствующих колец в сечениях, перпендикулярных пучку.

На рис. 2 показано разделение полукруга с радиусом, равным радиусу ядра, на 10 подобных сегментов. Для удобства проведено разбиение лишь половины круга, поскольку конечное распределение симметрично относительно направления пучка. Если принять, что каждому сегменту соответствует одинаковое число падающих нуклеонов, то тем самым будет введён вес в соответствии с истинным трёхмерным случаем. Трёхмерная сфера Ферми преобразуется в круг того же радиуса, и элементу площади этого круга приписывается вес, соответствующий элементу трёхмерного объёма, получающемуся при вращении вокруг направления пучка.

Рассмотрение двумерной картины, кроме всего прочего, позволяет рассчитывать на то, что удастся произвести сравнение теоретического

углового распределения с проекцией экспериментального углового распределения. Конечно, оба угла не точно соответствуют друг другу, однако оба они характеризуются схожими двухмерными свойствами, поэтому естественно ожидать, что основные свойства обоих угловых распределений будут также одинаковыми.

Расчёт внутриядерного каскадного процесса производится в следующем порядке. Принимается, что каждому из 10 интервалов площади круга соответствует равное число налетающих нуклеонов с энергией 400 Мэв.

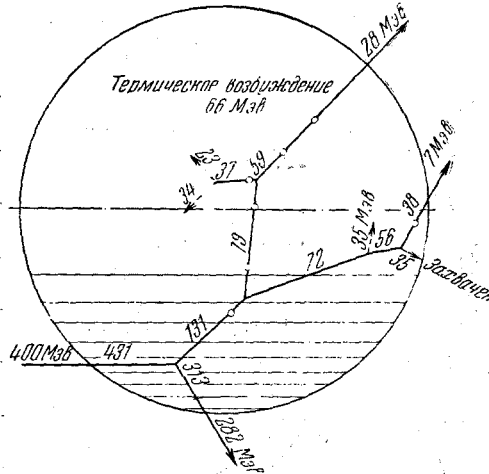


Рис. 2.

При вхождении в ядро нуклеон приобретает энергию 31 Мэв, соответствующую барьеру ядра. Для нуклеона с энергией 431 Мэв рассчитывается

величина $\lambda(E)$. Затем производится разбиение величины $\lambda(E)$ на 1000 рав-

новероятных интервалов и произвольным образом выбирается один из них. Зная уже $\lambda(E)$, получают значение x и продолжают траекторию падающего нуклеона в глубь ядра на эту величину. Если при этом нуклеон выйдет за пределы ядра, это будет соответствовать случаю полной прозрачности ядра. Затем вновь произвольным образом выбирается один из 1000 равновероятных интервалов импульсов Ферми, и один из 1000 интервалов для угла рассеяния. По ним определяются угол между разлетающимися нуклеонами и их энергия. Эта же процедура применяется ко вторичным частицам до тех пор, пока они не выйдут из ядра, либо захватятся ядром, если их энергия упадет ниже 35 Мэв (барьер кулоновского поля при усреднении по протонам и нейтронам равен 4 Мэв).

Рис. 2 иллюстрирует порядок расчёта. Здесь кружками обозначены те точки, в которых столкновения должны были произойти, но были запрещены принципом Паули.

Расчёт был произведён для взаимодействия с ядрами Ag и Br 90 нуклеонов. Из них 30 прошли сквозь ядро, не взаимодействовав. Такая доля в пределах ошибок соответствует рассчитанной теоретически частичной прозрачности тяжёлых ядер Ag и Br. Эффективное сечение для взаимодействия со всеми ядрами эмульсии было подсчитано теоретически тем же способом и оказалось равным $\sigma = 0,6 \cdot \sigma_{\text{геометр}}$. Это значение срав-

тивалось с экспериментальными данными, полученными при облучении эмульсии протонами с энергией 375 Мэв. Средняя длина свободного пробега для взаимодействия протонов в эмульсии определялась двумя способами: подсчетом числа звёзд, приходящихся на заданную площадь эмульсии, и подсчетом числа случаев неупругого взаимодействия (образование звёзд, внезапная остановка или неупругое рассеяние протона), обнаруженных при прослеживании вдоль отдельных следов протонов.

Первым методом исследовалось 404 звезды, вторым — 34 случая неупругого взаимодействия, обнаруженных на пути протонов (с суммарной длиной в 1820 см) в эмульсии. В звёздах следы классифицировались в соответствии с таблицей 1.

Т а б л и ц а 1

Наименование следа	Ионизация i (за единицу принята минимальная ионизация)	Энергия (E) протонов (в Мэв)
Серый	$i < 3$	$E > 100$
Серо-чёрный	$3 < i < 6$	$30 < E < 100$
Чёрный	$i > 6$	$E < 30$

После введения поправки на просчёт при первом методе анализа случаев остановки, неупругого рассеяния, а также звёзд лишь с серыми следами оба способа привели примерно к одинаковому значению средней длины пробега в эмульсии, соответствующему сечению $\sigma = (0,56 \pm 0,11) \cdot \sigma_{\text{геометр}}^*$). Таким образом, опыт хорошо подтверждает результаты расчёта прозрачности ядер, базирующегося на данном механизме внутрядерного взаимодействия. Покажем, что это же подтверждается сравнением свойств звёзд, образованных протонами и нейтронами.

Из-за симметрии рассматриваемой схемы взаимодействия, обусловленной примерно равным числом протонов и нейтронов в ядрах, а также тем, что $\sigma_{p-p} \approx \sigma_{n-p}$, следует ожидать, что протон, испущенный ядром в результате бомбардировки последнего быстрым нейтроном, должен быть во всех отношениях эквивалентен нейтрону, испущенному в результате бомбардировки протоном. С другой стороны, протон, испущенный из звезды, образованной протоном, должен быть эквивалентен нейтрону, выбитому из ядра быстрым нейтроном. Таким образом, результаты двух опытов по облучению эмульсии нейтронами и протонами могут дать сведения как о протонах, так и о нейтронах, выбитых из ядра. Следует также ожидать, что после первого столкновения соотношение между числом быстрых протонов и нейтронов будет статистически сдвинуто в сторону частиц, заряд которых совпадает с зарядом первичного нуклона. Оценка показывает, что это соотношение выражается как 3:1, однако после 2—3 соударений оно начинает приближаться к 1. Согласно же расчёту среднее число столкновений при взаимодействии с ядрами

*) Средняя длина свободного пробега для взаимодействия с ядрами эмульсии D5 равна 25 см.

Ag и Bg равно $\sim 4,5$. Отсюда следует, что в звёздах должно быть испущено примерно одинаковое число протонов и нейтронов. Тогда из-за указанной симметрии следует ожидать идентичности звёзд, образованных протонами и нейтронами одинаковой энергии. Это и наблюдается в действительности (таблицы II и III). В таблице II сравниваются звёзды, образованные протонами и нейтронами, по среднему числу следов разных сортов (строки а) и б)), а в таблице III — по количеству быстрых заряженных частиц.

Таблица I

Тип следа	Чёрный	Серо-чёрный	Серый	Быстрые частицы (серые и серо-чёрные следы)
а. Среднее число следов в звёздах от протонов	$3,2 \pm 0,2$	$0,39 \pm 0,04$	$0,46 \pm 0,04$	$0,85 \pm 0,07$
б. Среднее число следов в звёздах от нейтронов	$2,9 \pm 0,2$	$0,41 \pm 0,04$	$0,33 \pm 0,05$	$0,74 \pm 0,07$
в. Теоретическое значение, вычисленное в предположении о равном числе протонов и нейтронов		$0,42 \pm 0,10$	$0,6 \pm 0,12$	

Таблица III

Число быстрых протонов	Доля звёзд, образованных	
	нейтронами (в %)	протонами (в %)
0	30 ± 4	29 ± 3
1	63 ± 5	60 ± 4
2	7 ± 2	9 ± 2
3	0	2 ± 1

На рис. 3 показано распределение звёзд, вызванных протонами, по числу чёрных следов, а на рис. 4 доля звёзд, содержащих следы быстрых частиц. Распределение на рис. 3 обрывается на звёздах с 8 следами. Повидимому, это соответствует полной передаче 400 Мэв ядру Ag или Bg. Если эта энергия равномерно распределяется между частицами с чёрными следами, то каждый из них соответствует в среднем передаче ядру энергии ~ 50 Мэв. Такая трактовка подтверждается обрывом в распределении

звёзд с серыми следами на 6 лучах (~ 300 Мэв заключено в 6 чёрных следах, а ~ 100 Мэв пошло на образование частиц с серым следом). Из рис. 4 видно, что с ростом величины звёзд усиливается раздробление

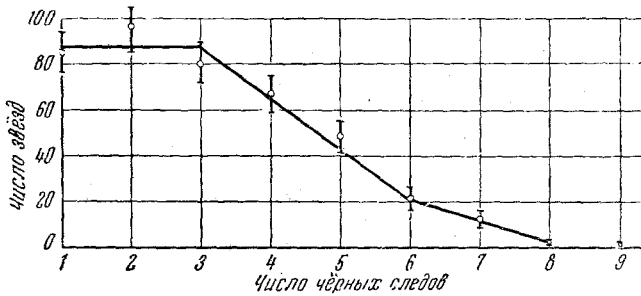


Рис. 3.

энергии, уходящей всё более на образование чёрных следов. В больших звёздах, повидимому, происходит полное распределение энергии между ними.

Авторам удалось путём счёта зёрен определить энергию 26 частиц с серыми следами и таким образом в ряде звёзд оценить полную энергию,

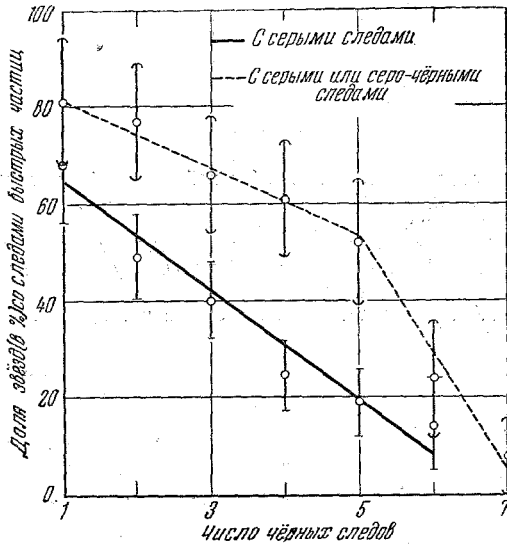


Рис. 4.

уносимую всеми заряженными частицами. Оказалось, что эта энергия близка к 200 Мэв. Это подтвердило, что в среднем энергия распределяется поровну между протонами и нейтронами.

На рис. 5 сравниваются распределения звёзд от протонов и нейтронов, содержащих следы быстрых частиц. Обе кривые нормированы к одинаковому суммарному числу звёзд. Кривая для звёзд от протонов сдвинута на 1—2 следа в сторону звёзд с большим числом чёрных следов, что,

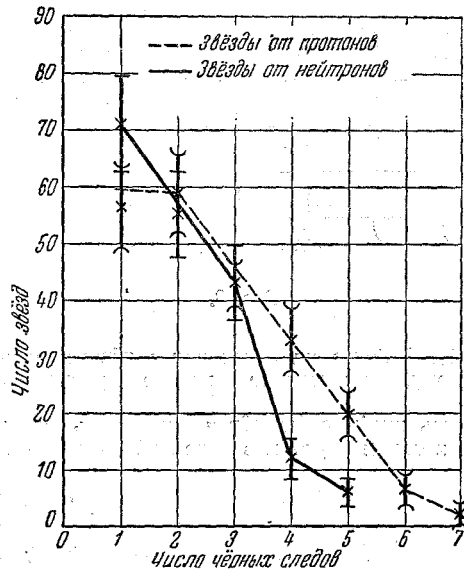


Рис. 5.

повидимому, является результатом большей средней энергии протонов (375 Мэв) по сравнению с нейтронами (~300 Мэв). Действительно, в соответствии с вышеприведённым рассмотрением, 1—2 следам соответствует разница в 50 — 100 Мэв, и на такую же величину различается энергия протонов и нейтронов. Распределение звёзд по числу быстрых частиц является чувствительной проверкой механизма внутриядерного каскадного процесса. Таблица IV показывает согласие опыта с теорией и в этом случае.

Таблица IV

Число серых следов	Теоретическое значение (в %)	Экспериментальное значение (в %)	Число серых и серо-чёрных следов	Теоретические значения (в %)	Экспериментальное значение (в %)
0	46 ± 11	57 ± 4	0	30 ± 7	35 ± 3
1	48 ± 11	40 ± 4	1	48 ± 8	54 ± 4
2	7 ± 4	$2,5 \pm 1$	2	21 ± 7	9 ± 2
			3	$3 \pm 1,5$	$1,7 \pm 0,7$

Теоретический расчёт позволяет правильно предсказать даже среднее число чёрных следов, несмотря на то, что при малых энергиях можно было сомневаться в применимости данной модели взаимодействия и грубых приближений, делаемых в расчёте.

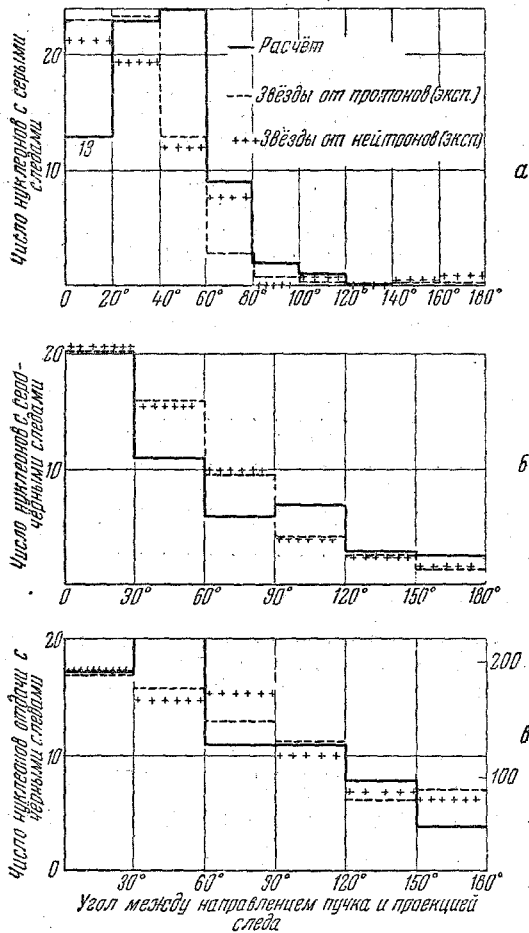


Рис. 6.

Оказалось, что вопреки распространённому мнению о том, что все чёрные следы принадлежат частицам, испарившимся из ядра, в действительности 20—30% чёрных следов принадлежат медленным нуклеонам отдачи. Этот вывод подтверждается анализом углового распределения следов. Охарактеризуем это распределение углом между направлением пучка и проекцией следа на плоскость, параллельную этому направлению.

Угловые распределения для звёзд, образованных протонами и нейтронами, для всех сортов следов очень близки между собой (рис. 6). Однако

если серые и серо-чёрные следы резко направлены вперёд (серые сильнее, чем серо-чёрные), то распределение чёрных следов может рассматриваться как наложение двух распределений: изотропного и направленного вперёд. Вклад изотропного распределения не превышает 60—70%. Однако если отобрать лишь самые большие звёзды, то угловое распределение чёрных следов в них уже почти полностью изотропно благодаря развитию в них мощных нуклеонных каскадов, в которых преимущество первоначального направления частицы теряется из-за большого числа столкновений. Заметим, что обилие чёрных следов нуклеонов отдачи означает гораздо большую величину среднего свободного пробега в ядерном веществе для этих медленных нуклеонов, чем это следует из величины сечения для свободного рассеяния. Это указывает на действие принципа Паули, благодаря которому удлиняется пробег этих частиц.

Как видим, теория хорошо описывает угловое распределение всех сортов следов. Воспользуемся ею для расчёта среднего числа чёрных следов в звёздах и сравним это число с экспериментальным значением. В пределах ошибок оба значения совпадают (таблица V).

Таблица V

Вычисленное среднее число протонов отдачи с чёрными следами (считая, что протонов и нейтронов испускается поровну)	$0,58 \pm 0,12$
Вычисленное среднее число следов испарившихся протонов	$1,5 \pm 0,2$
Вычисленное среднее число всех видимых чёрных следов	$2,1 \pm 0,4$
Экспериментальное среднее значение после введения поправок	$2,5 \pm 0,2$

Таким образом, важнейшие характеристики ядерного взаимодействия согласуются с представлением о внутриядерном каскадном процессе, при котором нуклеоны взаимодействуют путём столкновений типа нуклеон — нуклеон.

Л. Э.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. Bernardini, E. T. Booth and S. J. Lindenbaum, Phys. Rev. 85, 826 (1952).
2. G. Bernardini, E. T. Booth, and S. J. Lindenbaum, Phys. Rev. 88, 1017 (1952).