

ляется конкуренцией двух факторов. Увеличение асимметрии  $A(E, \theta)$  с ростом энергии  $E$  ведет к уменьшению тока  $I_{\min}$ . С другой стороны, с увеличением энергии происходит уменьшение сечения упругого рассеяния электронов и толщины мишени, обеспечивающей приемлемую величину потерь при торможении рассеянных электронов. Эти факторы вызывают увеличение тока  $I_{\min}$ .

Для измерения асимметрии в упругом рассеянии электронов оптимальны следующие энергии пучка:  $\sim 200-300$  МэВ для  $^{52}\text{Cr}$  и  $\sim 200$  и  $500-600$  МэВ для  $^{90}\text{Zr}$ . При этих энергиях ток пучка  $I_{\min} \approx 80$  мкА достаточен для наблюдения асимметрии за счет слабого взаимодействия. Загрузка регистрирующей установки не превышает  $\sim 10^8$  част./с при  $E \sim 500-600$  МэВ и  $\sim 10^{10}$  част./с при  $E \sim 200-300$  МэВ. Измерения при подобных нагрузках возможны для установок, использующих детекторы, описанные в работе [10].

Таким образом, время  $\sim 750$  часов работы ускорителя электронов непрерывного действия со средним током пучка  $\sim 100$  мкА должно оказаться достаточным для наблюдения асимметрии в упругом рассеянии поляризованных электронов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Weinberg S. // Phys. Rev. Lett. 1967. 19. P. 1264. [2] Salam A. // Elementary particle theory / Ed. Svartholm. Stockholm, 1968. P. 367. [3] Arnison G. et al. // Phys. Lett. 1983. 122B. P. 103. [4] Goggi G. // Riv. del Nuovo Cim. 1984. 7, N 4. [5] Prescott C. Y. et al. // Phys. Lett. 1978. 77B, N 3. P. 347. [6] Prescott C. Y. et al. // Phys. Lett. 1979. 84B, N 4. P. 524. [7] Porrman M. // Nucl. Phys. 1981. A360, N 2. P. 251. [8] Lightbody J. W. et al. // Phys. Rev. 1983. C27, N 1. P. 113. [9] Fajardo L. A. et al. // Phys. Lett. 1971. 37B, N 4. P. 363. [10] Ronald S. W. et al. // IEEE. 1986. NS-33, N 1. P. 250; Taylor R. C. et al. // Ibid. P. 243.

Поступила в редакцию  
11.05.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 5

УДК 537.591

### ИЗУЧЕНИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИИ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИСЗ АППАРАТУРОЙ «СОКОЛ»

Н. Л. Григоров, И. П. Иваненко, И. Д. Рапопорт, В. Я. Шестоперов, Ю. В. Басина, П. В. Вакулов, Р. М. Гольнская, Ю. П. Гордеев, Л. Б. Григорьева, Д. А. Журавлев, И. П. Кумпан, Л. Г. Мищенко, Л. П. Папина, В. В. Платонов, Д. М. Подорожный, Г. А. Самсонов, Л. Г. Смоленский, В. А. Собиняков, В. К. Соколов, Ю. В. Тригубов, И. М. Фатева, А. Н. Федоров, Л. А. Хейн, Л. О. Чикова, В. Я. Ширяева, Б. М. Яковлев, И. В. Яшин

(НИИЯФ)

Описаны особенности конструкции, работы аппаратуры и методики отбора событий для построения энергетических и зарядовых распределений.

Аппаратура «Сокол» предназначена для изучения зарядового и энергетического состава первичного космического излучения (ПКИ) при энергиях  $1 \leq E \leq 10^2$  ТэВ и зарядах  $1 \leq Z \leq 26$ . Было проведено два эксперимента — в 1984 г. на ИСЗ «Космос-1543» с прибором «Сокол-1» и в 1985–1986 гг. на ИСЗ «Космос-1713» с усовершенствованным прибором «Сокол-2». Вес научной аппаратуры — 2500 кг, конструкция и габариты аппаратуры схематически изображены на рис. 1. Орбита спутников находилась на высоте около 300 км, длительность полета

~25 сут. Спутник был ориентирован так, что продольная ось прибора располагалась по радиусу Земли.

Главной особенностью приборов «Сокол» была визуализация картины прохождения первичной частицы через прибор и использование черенковских счетчиков направленного действия (малочувствительных для частиц обратного тока, выходящих в обратную полусферу через «верхнюю» поверхность ионизационного калориметра (ИК)) для измерения заряда легких первичных ядер.

Описание аппаратуры «Сокол-1», методика отбора событий и полученные с ее помощью результаты для ядер с  $Z \geq 2$  были опубликованы в работах [1-4]. Для визуализации результатов измерений в приборе «Сокол-1» были использованы 80 сцинтилляторов в ИК, 11 детекторов заряда ДЗ-1 направленного действия с диапазоном измерения  $1 \leq Z \leq 5 + 7$  и 4 детектора заряда ДЗ-2 без выделения направления для регистрации ядер с  $3 \leq Z \leq 60$ . Сцинтилляторы в ИК располагались на десяти уровнях под поглотителями из свинца (два верхних поглотителя) и железа (остальные). Полная толщина поглотителя составляла около 5,5 пробега для ядерного взаимодействия протонов. В ИК была предусмотрена возможность изменения диапазона измеренной энергии — от измерения ионизационных потерь мюонов на уровне моря (при калибровке) до регистрации частиц ПКИ высокой энергии. Переход к «рабочему» режиму при проведении эксперимента осуществлялся затемнением (1:680) фотокатодов ФЭУ, просматривающих сцинтилляторы.

Обработка данных прибора «Сокол-1» выявила две особенности аппаратуры. Подавление полезного сигнала от сцинтилляций примерно в  $10^3$  раз привело к тому, что сигнал от одной частицы, прошедшей через фотокатод ФЭУ, оказался равным сигналу от нескольких сотен частиц, прошедших через сцинтиллятор. «Засветка» ФЭУ рассеянными ливневыми частицами из ИК привела к завышению зарегистрированной энергии (от десятков до сотен процентов), искажению формы пространственного распределения каскадных частиц в калориметре, снизившему точность восстановления координат трека частицы, и загрузке регистрирующего тракта подпороговыми событиями.

Верхние два слоя поглотителя калориметра прибора «Сокол-1» были из свинца (их толщина 3 и 2 см) и предназначались для выделения актов взаимодействия в мишени ПКИ и исследования их неупругости. Проведенные оценки показали, что свинцовые слои приводят к заметному (примерно в 2 раза) увеличению обратного тока по сравнению с чисто железными поглотителями для частиц, взаимодействовавших в 1-м и 2-м фильтрах.

Указанные особенности прибора осложнили интерпретацию полученных данных. Обработка на ЭВМ потребовала специального алгоритма для отбора частиц, идущих в пределах телесного угла, и учета эффекта «засветки». Однако и при этом около 25% событий, от которых развивались каскады вблизи ФЭУ, не поддались расшифровке и были исключены из рассмотрения.

Отмеченные осложнения были устранены в аппаратуре «Сокол-2». Напомним, что в работе [5] с помощью калориметрической методики было получено изменение характера спектра протонов при  $E \geq 1$  ТэВ. Известно, что в связи с этим высказывались подозрения, что роль обратного тока существенна. Поэтому при описании аппаратуры и методики отбора событий в эксперименте «Сокол-2» мы более подробно приводим данные об обратном токе (см. препринты НИИЯФ МГУ 1988 г.).

Прибор «Сокол-2» (см. рис. 1) тождествен по своей структуре, конструкции и логике работы первому прибору. Отличие заключается в следующем: а) убраны светофильтры перед ФЭУ в ИК, б) свинцовые поглотители заменены на стальные такой же толщины, в) в детекторах заряда ДЗ-1 в несколько раз увеличен сигнал и расширен диапазон измеряемых сигналов.

Для регистрации частицы высокой энергии требовалось одновременное появление в приборе следующих сигналов: в любом из 11 счетчиков ДЗ-1 сигнала с амплитудой  $u \geq 0,5u_{\text{вер}}$ , где  $u_{\text{вер}}$  — вероятная амплитуда от частицы с  $Z=1$ ; сигнала о суммарном энерговыделении в ИК, превышающем пороговое значение  $E_{\text{пор}}$ ; сигналов от  $m$  любых рядов ИК, каждый из которых превышает величину  $\epsilon$ . Величины  $E_{\text{пор}}$ ,  $m$  и  $\epsilon$  могли изменяться по командам с Земли. При выполнении этих условий давалось разрешение на регистрацию амплитуд импульсов во всех 105 измерительных каналах аппаратуры с последовательной передачей на телеметрию результатов измерений в чувствительном и грубом поддиапазонах.

Основной режим работы аппаратуры «Сокол-2» (254 ч) определялся условиями  $E_{\text{пор}} \approx 1$  ТэВ,  $m=5$  и  $\epsilon \approx 20$  ГэВ. Темп регистрации частиц при этом составил  $\sim 0,4$  мин<sup>-1</sup>. Некоторое время (93 ч) было отведено для работы в режиме  $m=7$ , близком к режиму в первом эксперименте ( $m=8$ ).

Устойчивость темпа регистрации частиц и амплитуд периодически передававшихся импульсов от светодиодов, контролировавших все ФЭУ и измерительные каналы, свидетельствовала о стабильной работе аппаратуры. Чувствительность подавляющей части измерительных каналов в течение всего эксперимента сохранялась постоянной в пределах 3–5%. Корректировка чувствительности измерительных каналов и уточнение их калибровки осуществлялись по зарегистрированным событиям: для ДЗ-1 — по зарегистрированным протонам и ядрам He (с точностью  $\sim 3\%$ ), для ДЗ-2 — по ядрам He, O и Fe (с точностью  $\sim 3$ –5%). Для корректировки чувствительности каналов ИК (с точностью  $\sim 5\%$ ) использовались импульсы от светодиодов и средние значения энерговыделения в секциях данного ряда.

Изменения, внесенные в прибор «Сокол-2», привели к следующему. Отказ от светофильтров перед ФЭУ ИК ликвидировал влияние рассеянных частиц лавины на величину измеряемых синцилляций. Это в свою очередь существенно повысило точность лоцирования координат лавины в ИК.

Замена свинцовых поглотителей стальными уменьшила обратный ток в лавинах, начинающихся в верхних слоях поглотителя в калориметре. В таблице приведены данные о числе срабатываний черенковских счетчиков, дополнительных к тому счетчику ДЗ-1, через который прошла первичная частица — протон или ядро He с энергией более 1 ТэВ в аппаратуре «Сокол-1» и «Сокол-2». Срабатывание дополнительных счетчиков вызывается частицами обратного тока.

Данные таблицы показывают, что при замене верхних свинцовых фильтров на железные обратный ток уменьшается примерно в 2 раза. Вместе с тем эти данные свидетельствуют о значительном снижении обратного тока при прохождении первичной частицы без взаимодействия в верхних рядах ИК.

Наконец, увеличение коэффициента усиления ФЭУ в ДЗ-1 «раздвинуло» амплитудные распределения импульсов от первичных частиц с  $Z=1$  и от частиц обратного тока и тем самым уменьшило его влияние на измеренную величину заряда.

Отбор частиц проводился следующим образом. По распределению энерговыделения по секциям ряда уточнялось положение оси лавины на каждом уровне регистрации с ошибкой, составлявшей  $\sim 0,5$  см. Через эти координаты в обеих проекциях проводилась прямая линия, которая принималась за ось лавины и, соответственно, за направление прихода первичной частицы. При восстановлении трека первичной частицы ошибка в определении его координат  $\sigma$  на уровне детекторов заряда составляет в среднем  $\sim 1,0$  см.

Все события в зависимости от положения оси лавины в ИК были разделены на классы. Класс А ( $\sim 35\%$ ) — это события, для которых ось лавины проходит в пределах телесного угла прибора, т. е. пересе-

Среднее число сработавших дополнительных счетчиков ДЗ-1

Аппаратура	При регистрации протонов		При регистрации ядер He	
	взаимодействие в 1-м и 2-м фильтрах	взаимодействие в 3-м фильтре	взаимодействие в 1-м и 2-м фильтрах	взаимодействие в 3-м фильтре
«Сокол-1»	$1,5 \pm 0,1$	$0,13 \pm 0,04$	$1,8 \pm 0,1$	$0,29 \pm 0,1$
«Сокол-2»	$0,8 \pm 0,08$	$0,14 \pm 0,03$	$1,3 \pm 0,07$	$0,21 \pm 0,05$

кает детектор ДЗ-2 и верхнее и нижнее основания ИК; в этом числе и события с осью вблизи боковых граней ИК (класс В). Классы С и D (в сумме  $\sim 50\%$ ) — события вне телесного угла прибора, различаются местом входа оси в прибор и выхода из него. Классы Е и F ( $\sim 15\%$ ) — это события, для которых ось лавины не выявляется. Для начала мы ограничимся рассмотрением наиболее «чистых» событий класса А. Для каждой частицы класса А определялись следующие параметры.

1. Координаты входа первичной частицы в прибор на уровне радиаторов ДЗ-2 и ДЗ-1. При этом по положению оси относительно счетчиков ДЗ-1 частицы разделялись по дополнительному геометрическому признаку на уровне середины радиатора: «а» — ось проходит через радиатор и отстоит от его края более чем на одну среднеквадратичную ошибку координат оси; «b» — ось проходит через радиатор, но отстоит от его края менее чем на  $\sigma$ ; «с» — ось не проходит через радиатор на уровне его середины, но отстоит от его края менее чем на  $\sigma$ ; «d» — ось проходит на расстоянии более  $\sigma$  от радиатора. События с признаком «d» составляют  $\sim 3-5\%$  от общей статистики и должны быть исключены.

2. Номера счетчиков ДЗ-1 и ДЗ-2, через которые прошла первичная частица и соответственно значения заряда первичной частицы  $Z_1$  и  $Z_2$ , измеренные этими счетчиками.

3. Величины импульсов, выраженные в величинах  $Z_i$  — среднего сигнала от однозарядной релятивистской частицы, — в тех счетчиках ДЗ-1 и ДЗ-2, через которые первичная частица не прошла, но которые срабатывали от частиц обратного тока.

4. Номер ряда ИК, в котором начинается лавина.

5. Энергия, выделенная лавиной в ИК, т. е. непосредственно измеренная энергия  $E_{изм}$ . Для перехода к истинной энергии частицы  $E_0$  для каждого индивидуального события вводились следующие поправки.

а) Учитывалась энергия, вынесенная лавиной через основание калориметра. При этом полагалось, что за максимумом числа частиц в лавине поток энергии в ней поглощается по экспоненциальному за-

кону. Эта поправка заметно флуктуирует от случая к случаю. Наибольшие флуктуации наблюдаются для легких ядер.

б) Учитывалась энергия, вышедшая через боковые поверхности калориметра. Она также значительно меняется от случая к случаю, что связано с геометрией события.

в) Вводилась поправка на не регистрируемую прибором энергию ядерных расщеплений. За основу были взяты экспериментальные данные, полученные на ускорителях при энергии протонов в сотни ГэВ на калориметрах, сходных с примененным в настоящем эксперименте. Эта поправка зависит от энергии и заряда частицы.

Средняя величина отношения  $E_0/E_{\text{изм}}$  для протонов в зависимости от начала каскада в калориметре меняется от  $1,32 \pm 0,01$  до  $1,48 \pm 0,03$  при  $E_0 \sim 3$  ТэВ и от  $1,37 \pm 0,03$  до  $1,55 \pm 0,1$  при  $E_0 \sim 10$  ТэВ. Аналогичные зависимости имеют место и для ядер He. Для всех ядер с  $Z > 2$  при  $E_0 \sim 3$  ТэВ это отношение в среднем равно  $1,33 \pm 0,03$ , при  $E_0 \sim 70$  ТэВ —  $1,41 \pm 0,04$ . В индивидуальных случаях наблюдаются большие отклонения от средних значений.

Заряд первичной частицы для  $Z=1$  и 2 определялся по данным детектора ДЗ-1. Здесь важен эффект обратного тока частиц из калориметра в детекторы заряда. Мы подошли к этому вопросу экспериментально. Как показано в таблице, в детекторе ДЗ-1 при регистрации протонов и ядер He часто срабатывают помимо «осевого» и другие счетчики. Эти срабатывания вызываются обратным током частиц. На рис. 2 приведено распределение сигналов от обратного тока по  $Z_1$  — среднему сигналу в ДЗ-1 от однозарядной релятивистской частицы в дополнительно работающих счетчиках ДЗ-1, через которые не прошла первичная частица. Со стороны больших  $Z_1$  оно ограничено значениями  $Z_1 \approx 1$ . Сигналы  $Z$  от первичной частицы складываются с сигналами от обратного тока квадратично. Сложение максимального сигнала от обратного тока с сигналом от протона  $Z=1$  даст суммарный сигнал  $Z_1 = 1,4 \div 1,5$ . Забегая вперед, отметим, что к протонам относились события с  $Z_1 \leq 1,5$ . Поэтому с учетом экспериментального распределения сигналов от протонов, приведенного на том же рисунке, за счет обратного тока в область  $Z_1 > 1,5$  перейдет не более 2–3% истинных протонов. Следовательно, обратный ток в примененной аппаратуре не может приводить к заметной дискриминации протонов и ядер He в области энергий 1–5 ТэВ, к которой в основном относятся частицы на рис. 2.

Существует другой эффект, за счет которого в приборе могут имитироваться легкие ядра ( $p$  и He). Средние и тяжелые ядра, проходя в зазоры между счетчиками ДЗ-1, могут создавать в них небольшие сигналы за счет обратного тока. Для устранения указанного эффекта мы потребовали  $Z_2 < 3$  при регистрации протонов и  $Z_2 < 4$  при регистрации ядер He. Полученное при таких ограничениях распределение частиц по  $Z_1$  показано на рис. 2. При построении распределения использованы события с геометрическими признаками «а» и «b» (см. выше). В распределении имеется четкий минимум. «Перемешивание» частиц с  $Z=1$  и  $Z=2$  не превышает 2–3%. В соответствии с рис. 2 к протонам мы относили события с  $Z_1 \leq 1,5$  и  $Z_2 < 3$ ; к ядрам He —  $1,5 < Z_1 \leq 3,2$  при  $Z_2 < 4$ . Полученные экспериментальные данные показывают, что в аппаратуре «Сокол-2» обратный ток практически не влияет на разделение протонов и ядер He.

Для ядер с  $Z \geq 5$  использовались результаты измерений величин зарядов детекторами ДЗ-2. Зарядовое разрешение детектора ДЗ-2 составляет около единицы заряда. Методические вопросы анализа экс-

периментальных данных по средним и тяжелым ядрам изложены в [4]. В соответствии с общепринятым разделением мы отнесли зарегистрированные ядра к группам  $M$ ,  $H$  и  $VH$ . При определении зарядов ядер по ДЗ-2 накладывалось требование на наличие сигнала в ДЗ-1. Это обеспечивало прохождение первичной частицы через ДЗ-1. Проведенный детальный анализ показал, что при разделении ядер на группы целесообразно использовать следующие критерии: для группы  $M$   $5 < Z_2 \leq 9,5$  и  $Z_1 > 3$ , для группы  $H$   $9,5 < Z_2 \leq 20,5$  и  $Z_1 > 5$ , для группы  $VH$   $20,5 < Z_2 \leq 33$  и  $Z_1 > 7$ . Полученное с использованием этих критериев зарядовое распределение ядер с  $Z > 5$  приведено на рис. 3.

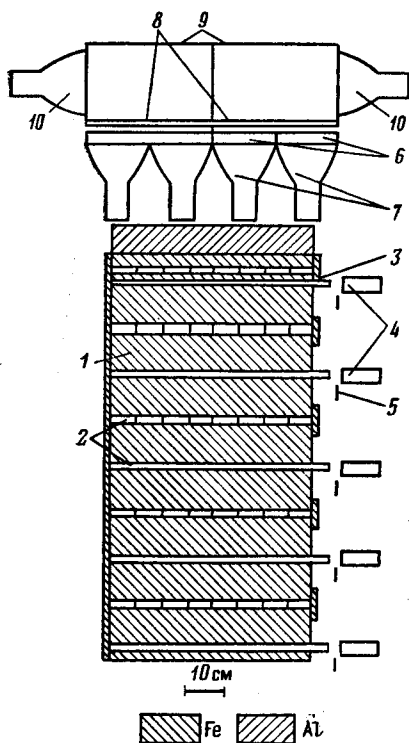


Рис. 1. Схематическое изображение прибора «Сокол-2»: 1 — поглощители из железа; 2 — сцинтилляторы; 3 — световоды; 4 — фотоумножители ФЭУ-84; 5 — шторка; 6 — радиатор из плексигласа детектора ДЗ-1; 7 — фотоумножитель ФЭУ-49; 8 — радиатор из плексигласа детектора ДЗ-2; 9 — светонепроницаемый кожух; 10 — фотоумножитель ФЭУ-49

Частицы обратного тока создают в детекторе ДЗ-2 большие сигналы, чем в направленных детекторах ДЗ-1. Наряду с этим и сами измеряемые сигналы в  $Z^2$  раз больше, чем при регистрации протонов. Поэтому обратный ток слабо сказывается на результатах измерений при умеренных энергиях.

Изложенное выше показывает, что примененная научная аппаратура «Сокол-2» в методическом и техническом отношении отвечает ос-

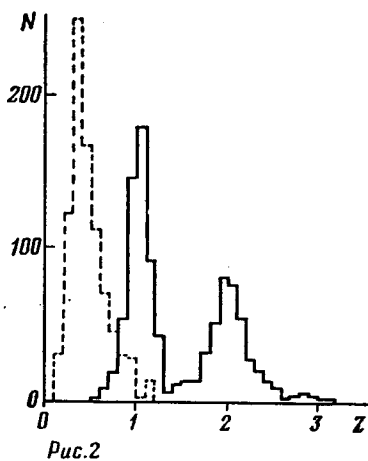


Рис. 2

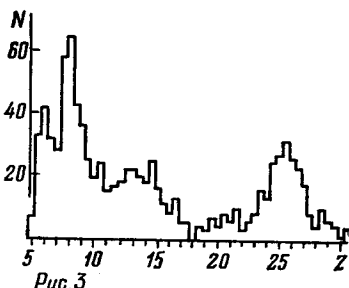


Рис. 3

Рис. 2. Распределение числа частиц по  $Z_1$  в дополнительно работающих счетчиках ДЗ-1 (через которые не прошла первичная частица) — пунктир и распределение протонов и ядер He по значениям  $Z_1$  (сигналы в «осевых» счетчиках ДЗ-1) — сплошная линия

Рис. 3. Распределение по  $Z_2$  первичных ядер с  $Z > 5$

новным задачам эксперимента и позволяет проводить измерения энергии и заряда отдельных частиц первичного космического излучения в области энергий свыше 2 ТэВ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Vernov S. N. et al.//17 ICCR. Paris. 1981. V. 8. P. 49. [2] Иваненко И. П. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1986. 44, № 4. С. 200. [3] Иваненко И. П. и др.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. 27, № 6. С. 81. [4] Иваненко И. П. и др.//Космические исследования. 1987. 25, № 3. С. 471. [5] Григоров Н. Л. и др.//Ядерная физика. 1970. 11, № 5. С. 1058.

Поступила в редакцию  
28.04.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 5

## РАДИОФИЗИКА

УДК 535.241

### АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ В ДВУХЧАСТОТНОМ РЕЖИМЕ ДИФРАКЦИИ

В. Б. Волошинов, В. Н. Парыгин, Б. Траоре (Мали)

(кафедра физики колебаний)

Исследован особый случай дифракции света на ультразвуковых волнах в оптически анизотропной среде с тремя дифракционными максимумами помимо нулевого дифракционного порядка. Рассмотренный режим дифракции характеризуется высокой селективностью акустooптического брэгговского взаимодействия.

Дифракция света на ультразвуке в оптически анизотропных средах может характеризоваться несколькими световыми дифракционными брэгговскими максимумами [1—3]. Проведенные исследования показали перспективность использования явления многократного рассеяния света на монохроматическом звуке в устройствах управления параметрами оптического излучения и оптической обработки информации. К настоящему времени экспериментально исследованы режимы двукратного брэгговского рассеяния света. Эффективное трехкратное взаимодействие света и звука реализовать в экспериментах не удается [3]. Это объясняется ограничениями, налагаемыми на акустooптическое взаимодействие симметрией используемых кристаллов, а также малостью соответствующих фотоупругих констант материалов, обеспечивающих изотропную дифракцию при рассеянии света из первого дифракционного максимума во второй [4].

В данной работе рассмотрены режимы анизотропной дифракции при распространении в кристалле в одном направлении двух акустических волн с различными частотами  $f_1$  и  $f_2$ . При фиксированном угле падения света на звук  $\theta$  и соответствующем выборе значений частот  $f_1$  и  $f_2$  условие брэгговского синхронизма может быть одновременно удовлетворено для взаимодействия света с двумя акустическими волнами. Дифракционная картина будет состоять, как и в ранее исследованных случаях многократной дифракции, из трех дифракционных максимумов помимо нулевого. Каждый из максимумов является брэгговским. Можно ожидать, что рассматриваемый в данной работе режим дифракции окажется перспективным для использования в различных устройствах управления параметрами оптического излучения, например дефлекторах, анализаторах спектра, фильтрах и т. д.