среды, и на такие же углы. В таком случае полное значение глубины дисперсионной зоны в области границы раздела двух оптически однородных сред равно

$$h = (h_{\text{пл}} + h_{\text{ж}}) = 15 \text{ мкм.}$$

В процессе перемещения кюветы световые лучи могут падать на грань *аб* без предварительного отклонения на протяжении эффективной ширины пучка $S'_{\text{эф}} = (K_{\text{о.пр}} - H_{\text{о.пр}}) = 32{,}6$ мкм. Линия же имеет место на протяжении 47,6 мкм, которое больше $S'_{\text{эф}}$ на величину глубины дисперсионной зоны. Следовательно, значения, найденные подобным образом в [1], характеризуют полную глубину дисперсионной зоны отклонения лучей.

Рассмотренные величины глубины дисперсионной зоны получены усреднением результатов многих опытов. При этом отклонения отдельных значений от средних оказались меньше 1,4 мкм.

Существование дисперсионной зоны в оптически более плотной среде подтверждается опытом, в котором к пластинке приставлен непрозрачный экран *1* (нож от щели спектрографа). В данном случае линия образуется только отклоняемыми в дисперсионной зоне пластинки лучами, при этом ее интенсивность уменьшилась в 1,79 раза, что практически равно отношению $h_{\text{пл}} : h = 1{,}85$.

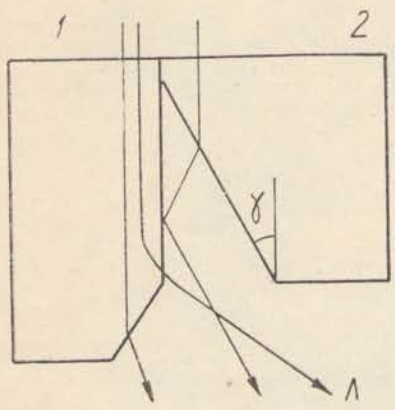

Рис. 4. Схема с эквивалентом непрозрачного экрана

Отсутствие влияния непрозрачного экрана на интенсивность линии в ранее поставленных экспериментах можно объяснить наличием зазора между экраном и пластинкой. В отличие от них рассматриваемая схема позволяет осуществлять контроль за плотным прижатием экрана к пластинке во время опыта по отсутствию прямопроходящих лучей, при отсутствии зазора. Так как в этом случае часть их отклоняется от первоначального направления дисперсионной зоной пластинки и на срезе, остальные задерживаются непрозрачным экраном.

На рис. 4 показан другой способ перекрытия пути скользящим лучам около пластинки. Здесь роль непрозрачного экрана выполняет пластинка *2* со срезом под углом $\gamma = 18{,}2°$, также сделанная из стекла НС6. Последняя плотно прижимается узкой кромкой шириной 146 мкм к основной пластинке *1*. В данной схеме лучи, первоначально направленные вдоль грани *аб* в зону отклонения диметилфталата, сначала преломляются на срезе пластинки *2*, затем отражаются от первой пластинки. Вследствие этого линия ослабляется в 1,85 раза.

В заключение автор благодарит Ю. Д. Копытина за критическое обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Ю. И. Терентьев. Изв. вузов СССР, Физика, № 8, 48, 1977.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР

Поступило в редакцию
4 января 1978 г.

УДК 539.1.01

Д. Д. ИВАНЕНКО, Г. А. САРДАНАШВИЛИ

К МОДЕЛИ ДИСКРЕТНОГО ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ

Дискретное пространство-время (ДП) продолжает оставаться одной из гипотез возможной структуры пространства в микромире (см. обзоры [1, 2]). Оно характеризуется представлением об элементарных попарно несвязных областях пространства, точки внутри которых не разделяются наблюдаемыми величинами.

Впервые в теории поля модель с ДП была рассмотрена Амбарцумяном — Иваненко (1930 г.). В квантовой теории ДП возникает в моделях с дискретным спектром определенным образом выбранных операторов координат (Снайдер, 1947 г.). Дискретность пространства, а также времени подсказывается возникновением в современной теории различных фундаментальных длин, значение которых было особенно подчеркнуто Гейзенбергом. Во-первых, это константы самодействия полей в нелинейных обобщениях электродинамики, мезодинамики и спинорного уравнения Дирака. Во-вторых, к минимальным длинам или промежуткам времени приводит применение обрезающих факторов. Разнообразные соображения указывают на минимальные длины от 10^{-13}—10^{-16} см до квантово-гравитационной планковской длины 10^{-33} см, в пределах которых, по-видимому, перестают быть справедливыми обычные пространственно-временные представления. В последние годы разработка моделей ДП продолжается в работах Пенроуза, Вейцзекера, Финкельштейна [3].

Однако до сих пор само понятие ДП еще не достигло достаточно ясной математической формализации и в целом чаще всего оставалось интуитивным. Если же отвлечься от менее существенной конкретизации различных предлагавшихся вариантов, то основную идею ДП, на наш взгляд, можно моделировать в виде топологических пространств $\mathcal{Y}$, в которых связной компонентой всякой точки $y \in \mathcal{Y}$ является ее замыкание $\overline{y}$, а в отделимых $\mathcal{Y}$ — сама эта точка (вполне несвязные пространства) ([4].I.11.5). Примером такого пространства является дискретное топологическое пространство, а также рациональная прямая ([5].IV.2.5). К пространствам $\mathcal{Y}$ относятся всевозможные топологические группы с топологией, определяемой каким-либо семейством подгрупп ([5].III.1.2.Прим.), а также векторные пространства и аналитические многообразия над полными недискретными полями с неархимедовыми абсолютными значениями, $|a+b| \leqslant \max(|a|, |b|)$ ([6].XII.4). В аксиоматической квантовой теории пространством $\mathcal{Y}$ может оказаться спектр (пространство всех неприводимых представлений) некоторой C^*-алгебры наблюдаемых (например, алгебры вероятностных мер на множестве ([7].I.9)). В моделях, например, с расслоением C^*-алгебр [8] этот спектр играет роль обобщенного координатного пространства.

В последнее время разработка разных вариантов ДП получает новый импульс в связи с перспективными, на наш взгляд, представлениями, что в экстремальных условиях (внутри частиц, в космологических и астрофизических сингулярных областях) топологические характеристики пространства (например, числа Бетти, число перверток Мебиуса и др.) могут выступать как динамические характеристики физической системы и меняться под влиянием тех или иных воздействий. С этой точки зрения возможна и реализация пространств типа $\mathcal{Y}$. При этом наличие в $\mathcal{Y}$ неотделимой равномерной структуры соответствовало бы широко развиваемым представлениям о наличии некоторых минимальных или фундаментальных длин. В частности, мы считаем перспективным применить ДП типа $\mathcal{Y}$ при разработке модели универсального праспинора [9], предлагаемого для описания гипотетической реальности, объединяющей пространство-время-материю, на базе систем с группами симметрий — группами Коксгера.

ЛИТЕРАТУРА

[1] А. Н. Вяльцев. Дискретное пространство-время. М., «Наука», 1965. [2] D. Finkelstein. Phys. Rev., **D9**, N 8, 1974. [3] M. Jammer. Concepts of Space, Harvard Univ. Press., 1954. [4] Н. Бурбаки. Общая топология (основные структуры). М., «Наука», 1968. [5] Н. Бурбаки. Общая топология (топологические группы). М., «Наука», 1965. [6] С. Ленг. Алгебра, М., «Мир», 1968. [7] Т. Гамелин. Равномерные алгебры, М., «Мир», 1973. [8] Г. А. Сарданашвили. Изв. вузов СССР, Физика, 1978 (в печати). [9] Д. Д. Иваненко, Г. А. Сарданашвили. Изв. вузов СССР, Физика, 1978 (в печати).

Московский госуниверситет
им. М. В. Ломоносова

Поступило в редакцию
9 января 1978 г.

УДК 537.311 : 31

ДЖ. А. ГУСЕЙНОВ, М. А. НИЗАМЕТДИНОВА

ТЕОРЕТИКО-ГРУППОВОЙ АНАЛИЗ ФОНОННОГО СПЕКТРА СЕЛЕНИДА ТАЛЛИЯ

В работе [1] измерены спектры отражения селенида таллия в области остаточных лучей и определены некоторые из ИК-активных частот колебаний решетки, а также проведен анализ нормальных колебаний для центра зоны Бриллюэна. Подробный теоретико-групповой анализ фононного спектра селенида таллия в литературе отсутствует, хотя таблица характеров неприводимых представлений групп волновых векторов соответствующей пространственной группы D_{4h}^{18} получены в работе [2].