

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**ЮБИЛЕЙНАЯ НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ  
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР  
(22 ноября 1972 г.)**

22 ноября 1972 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР, посвященная 50-летию образования Союза Советских Социалистических Республик. На сессии были заслушаны доклады:

1. Р. З. Сагдеев. Лазерный термоядерный синтез и параметрические неустойчивости.

2. Я. Б. Зельдович. Нейтронные звезды и «черные дыры».

3. Ф. И. Федоров. Развитие физики в Белоруссии.

Ниже публикуется краткое содержание прочитанных докладов.

533.951(048)

**Р. З. Сагдеев.** Лазерный термоядерный синтез и параметрические неустойчивости. В последнее время интенсивно исследуется возможность иницирования термоядерного синтеза в капле дейтериево-трипиевой смеси с помощью специально профилированного во времени мощного лазерного излучения<sup>1</sup>. Поглощение этого излучения плазменной короной капли должно приводить к быстрому росту температуры и давления плазмы, разлету короны и, как следствие, к сжатию внутренней части капли. Как показывают гидродинамические расчеты с помощью ЭВМ и оценки, к. п. д. рассматриваемой схемы критически зависит от эффективности поглощения электромагнитной волны оболочкой капли. Поэтому вопрос о механизмах взаимодействия излучения с плазменной короной капли играет весьма важную роль. Электромагнитная волна, распространяясь в сторону возрастания плотности, доходит до точки отражения ( $\omega_0 = \omega_p$ ) и поворачивает обратно. При температурах плазменной короны в несколько килоэлектрон-вольт и разумных предположениях о размерах разлетающейся оболочки ( $\sim 1$  мкм) поглощение волны на этом пути, связанное с мнимой частью показателя преломления

$$\text{Im} \sqrt{\varepsilon(\omega)} = \text{Im} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu_e)}}$$

( $\nu_e$  — частота электрон-ионных столкновений), невелико. Для наклонного падения имеет место дополнительное поглощение, связанное с трансформацией части энергии электромагнитной волны в продольные плазменные колебания в окрестности точки  $\varepsilon(\omega, x) = 0$ <sup>2</sup>. Однако это поглощение, вообще говоря, пропорционально малому множителю, описывающему подбарьерное ослабление электромагнитной волны на пути от точки отражения до точки трансформации.

Возможность сильного взаимодействия электромагнитной волны с плазмой связана с нелинейными эффектами. Основным процессом такого типа является 3-волновый распад. Он заключается в том, что исходное состояние, в котором возбуждена волна достаточной амплитуды с частотой  $\omega_0$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_0$  (волна накачки), неустойчиво относительно малых возмущений, представляющих собой пары волн с частотами и волновыми векторами  $\omega_1, \mathbf{k}_1$  и  $\omega_2, \mathbf{k}_2$ , удовлетворяющих так называемым распадным условиям  $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ ,  $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ ,  $|\omega_0| > |\omega_1|, |\omega_2|$ . Инкремент такой неустойчивости  $\gamma$  простым образом выражается через матричный элемент 3-волнового взаимодействия  $V_{\mathbf{k}_0, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2}$  — величину, хорошо изученную в теории

турбулентности плазмы <sup>3</sup>:

$$\gamma = \sqrt{\gamma_d^2 - \frac{\delta^2}{4}},$$

где  $\gamma_d = |V_{k_0, k_1, k_2} C_0|$ ,  $\delta = \omega_0 - \omega_1 - \omega_2$  — расстройка частоты,  $C_0$  — амплитуда волны накачки, нормированная так, что  $|w_0| C_0|^2$  представляет собой энергию этой волны.

Первым примером распадной неустойчивости в плазме являлся распад «плазмон» → «плазмон» + «звук» <sup>4,5</sup>. Распад «фотон» → «плазмон» + «звук» ( $t \rightarrow l + s$ ) идет таким же образом <sup>6,7</sup>, а инкремент в точности совпадает, так как не важно, чему принадлежит раскачивающее электрическое поле  $E_0 \cos(\omega_0 t - k_0 r)$ , «плазмону» или «фотону». Неустойчивость  $t \rightarrow l + s$  в применении к взаимодействию лазерного излучения с плазменной короной означает переход энергии лазера в энергию собственных колебаний плазмы. Последние же в конце концов поглощаются частицами плазмы. Конкретный механизм такого поглощения далеко не тривиален, и возникающее в результате нагрева распределение частиц по скоростям может сильно отличаться от максвелловского. В частности, существует опасность появления группы ускоренных частиц. Это явление еще не имеет количественной теоретической базы.

Другим типом неустойчивости лазерного излучения, приводящим к дополнительному нагреву, является распад  $t \rightarrow l + l'$  <sup>8,9</sup>, идущий при плотности плазмы примерно в четыре раза меньшей.

Все процессы такого рода имеют параметрическую природу и могут быть интерпретированы как параметрическая неустойчивость в системе двух связанных осцилляторов (пара волн, возникающих при неустойчивости). Связь между этими осцилляторами осуществляется благодаря нелинейным свойствам среды (например, нелинейности диэлектрических свойств), через волну накачки  $\omega_0, k_0$ . При увеличении амплитуды волны накачки в конце концов следует учитывать участие все большего числа осцилляторов (волн). Однако это происходит лишь при очень больших амплитудах, когда  $\Delta\omega$  — ширина соответствующей основной зоны Матье — станет порядка  $\omega$ . Если частота одной из волн, например,  $\omega_2$ , очень мала:  $\omega_1, \omega \gg \omega_2$ , то при  $\omega_1 \gg \Delta\omega \sim \gamma \gg \omega_2$  все еще достаточно учитывать лишь два связанных осциллятора. Но волна  $(\omega_2, k_2)$  сильно модифицируется. Инкремент неустойчивости в этом случае ( $\gamma \gg \omega_2$ ) оказывается равным  $\gamma = (\sqrt{3}/2) \sqrt{2\gamma_d^2 \omega_2}$  <sup>10, 11</sup>. Этот предельный случай иногда называют модифицированным распадом. Распадная неустойчивость имеет место при амплитудах волны накачки выше некоторой критической (выше порога). В однородной плазме этот порог  $\gamma_d^2 \geq 2v_1 v_2$  <sup>12</sup> зависит от декрементов затухания волн  $(\omega_1, k_1)$   $(\omega_2, k_2)$ .

Для рассматриваемой проблемы мощности лазерного импульса практически всегда лежат выше порога, вычисленного для однородной плазмы. В этих условиях гораздо более важную роль играет неоднородность плазмы в короне. В простейшем случае ламинарного разлета — это неоднородность плотности  $n = n(r)$  и неоднородность скорости газодинамического разлета  $U = U(r)$ . Температуру в разреженной оболочке чаще всего можно считать однородной вследствие высокой электронной теплопроводности. Условия распадного резонанса в этом случае могут быть выполнены лишь в ограниченной пространственной области. Волны возмущений  $(\omega_1, k_1)$ ,  $(\omega_2, k_2)$ , двигаясь со своими групповыми скоростями, в конце концов уйдут из неустойчивой зоны <sup>9, 13</sup>. Вопрос о том, успеет ли распадная неустойчивость проявиться за конечное время нарастания, зависит от того, успеют ли первоначальные флуктуации вырасти до нелинейного уровня. Для равновесных тепловых шумов это означает усиление примерно в  $e^{\mathcal{L}}$  раз, где  $\mathcal{L}$  — так называемый кулоновский логарифм  $\mathcal{L} = \ln(n\lambda_D^3)$  ( $\lambda_D$  — дебаевский радиус,  $\mathcal{L}$  — численно порядка 15—20). Конкретные случаи различных распадов показывают, что при увеличении мощности лазерного излучения сначала достигается порог для  $t \rightarrow l + s$ , а затем для  $t \rightarrow l + l'$ -неустойчивостей. Однако при дальнейшем увеличении мощности падающего излучения включаются паразитные распадные неустойчивости <sup>13</sup>  $t \rightarrow l' + s$  и  $t \rightarrow l' + l$ , приводящие к появлению параметрически рассеянного электромагнитного излучения и в конце концов к дополнительному нелинейному отражению. Эта проблема может оказаться чрезвычайно острой для лазерного инициирования D — T-капши. Поэтому она требует специального исследования, в частности, методами численного эксперимента.

Сначала следует выделить более простую часть проблемы: линейную теорию параметрической неустойчивости. В применении к проблеме неоднородной плазменной короны вместо вычисления инкрементов нарастания во времени нас интересует пространственное усиление возмущений. Эта задача рассматривалась Галеевым, Лавалем, О'Нилом, Розенблютом и докладчиком для всех основных процессов параметрических распадов лазерного излучения. Наиболее важным оказывается рассеяние на угол  $\sim 90^\circ$  (в плоской задаче). Результаты упрощенного анализа изложены в работе <sup>14</sup>. Более строгий подход, основанный на исследовании деталей поведения рассеянного излучения в резонансной области (с помощью метода, развитого в работе <sup>9</sup>), приводит

к результатам, имеющим тот же порядок величины (см. табл. I — II, суммирующие вычисления пяти авторов <sup>14</sup>). В последних строках таблиц приведены коэффициенты усиления для индуцированного рассеяния (конверсии) на ионах. Этот процесс можно рассматривать как распад в случае, когда низкочастотный партнер (звук) сильно затухает, как, например, в изотермической плазме с  $T_i \gg T_e$ .

Таблица I

Обратное параметрическое рассеяние на  $\sim 90^\circ$

Процесс	Максимальный инкремент	Максимальный коэффициент усиления $\nu$
$t \rightarrow t' + s$	$\gamma_d^2 = \frac{\omega_p^4}{4\sqrt{2}} \frac{k_0 l_s}{\omega_0^3} \sqrt{1 - \cos \theta} \frac{E_0}{8\pi n T_e}$	$\nu = \frac{4\pi\gamma_d^2 \omega_0 L}{\omega_p^2 U}$ $\nu = \left( \frac{4\gamma_d^2}{\omega_p k_0 U} \right)^{4/5} \left( \frac{U}{LU'} \right)^{3/5} k_0 L$
$t \rightarrow t' + l$	$\gamma_d^2 = \frac{\omega_p^3}{4\omega_0} (1 - \cos \theta) \frac{E_0}{8\pi n m c^2}$	$\nu = \left( \frac{8\gamma_d^2}{\omega_p^2} \right)^{4/5} \frac{k_0 L}{\sqrt[5]{6k_0^2 \lambda_D^2}}$
$t \rightarrow t' + i$	$\gamma = \frac{\omega_p^4}{\omega_0^3} \frac{E_0^2}{8\pi n T_e}$	$\nu = \frac{\gamma}{\omega_p} \sqrt{\frac{c_s}{U'L}} k_0 L$

Таблица II

Параметрический нагрев плазмы

Процесс	Инкремент	Коэффициент усиления $\nu$
$t \rightarrow l + s$	$\gamma_d^2 = \frac{\omega_s(k) \omega_p(k)}{8} \frac{E_0^2}{8\pi n T_e}$	$\nu = \left( \frac{\gamma_d^2}{\omega_p \omega_s} \right)^{3/4} (k\lambda_D)^{1/2} kL$
$t \rightarrow l + l'$	$\gamma_d^2 = \frac{\omega_p^2}{4} \frac{k_0^2 E_0^2}{8\pi n m \omega_0^2} \sin^2 2\theta \cos^2 \phi$	$\nu = \frac{\pi k_0 L}{6} \frac{E_0^2}{8\pi n T_e}$
$i \rightarrow l + i$	$\gamma \sim \omega_p \frac{E_0^2}{8\pi n T}$	$\nu \sim \frac{\gamma}{\omega_p} k_0 L$

Линейная теория показывает, что существенное нарастание возмущений должно иметь место при достаточной протяженности плазменной короны  $L$  (необходимо, чтобы было  $L \gg 10-20$ ). Если это условие выполнено, возмущения достигают амплитуд, при которых существенны нелинейные эффекты. Систематический учет этих эффектов представляет собой чрезвычайно сложную задачу. Более того, одномерные модели лишены смысла, так как в них слишком мал фазовый объем рассеянных волн. Кроме того, как уже было отмечено, сильнее нарастает излучение, рассеянное на угол  $\sim \pi/2$ . Следовательно, отсутствует и насыщение типа «плато» у функции распределения по скоростям, как чисто одномерный эффект.

В работе <sup>14</sup> построены некоторые приближенные модели. Остановимся подробнее на одной из них. Наименьшими отражательными свойствами скорее всего должна обладать плазменная корона с горячими ионами ( $T_i \gg T_e$ ), в которой нет звука. Вместо распада  $t \rightarrow t' + s$  здесь следует учитывать индуцированное рассеяние на ионах  $t \rightarrow t' + i$ . Приближенную нелинейную модель этого процесса можно построить следующим образом. Пусть вслед за экспоненциальной стадией нарастания неустойчивости от уровня тепловых шумов сразу следует область, где существенно нелинейное взаимодействие и где имеет место эффективное ослабление падающей волны (на некоторой длине  $\Delta x$ ):

$$C \frac{T_0}{\Delta x} \approx \frac{\omega_p^4}{\omega_0^3} \frac{I_0}{nT} J_1 k v_{Ti}, \quad I_0 \equiv \frac{E_0^2}{8\pi}, \quad (1)$$

где  $J_1$  — спектральная плотность (на частотный интервал) рассеянного излучения. Мы предполагаем, что волна накачки непосредственно взаимодействует с рассеянным излучением в интервале шириной  $\sim kv_{Ti}$ . Дальнейшая эволюция  $J_1$  определяется, с одной стороны, эстафетной перекачкой в область все меньших частот (за счет вторичного индуцированного рассеяния) и, с другой стороны, выносом излучения из зоны неустойчивости:

$$C \frac{\omega_p}{\omega_0} \sqrt{\frac{\Delta x}{L}} \frac{J_1}{\Delta x} \sim \frac{\omega_p^4}{\omega_i^3} \frac{kv_{Ti}^2}{nT} J_1 \frac{dJ_1}{d\omega_1}. \quad (2)$$

Эстафетную перекачку фотонов по спектру мы аппроксимируем дифференциальной формой, по аналогии с задачей о перекачке плазмонов, а угловой разброс рассеянного излучения около  $90^\circ$  выбирается с учетом рефракции (поворота волнового вектора) в неоднородной плазме

$$\Delta\theta \sim \frac{\omega_p}{\omega_0} \sqrt{\frac{\Delta x}{L}}.$$

Тогда спектр рассеянного излучения линейно падает до нуля от  $\omega = \omega_0$  до  $\omega = \omega_r$ :

$$J_1 \sim \frac{I_0}{kv_{Ti}} \left( 1 - (\omega_0 - \omega_1) \frac{\omega_0}{\omega_p kv_{Ti}} \sqrt{\frac{I_0}{nT} \frac{1}{k_0 L}} \right). \quad (3)$$

Константу интегрирования мы нашли, рассматривая баланс «приход — уход» из-за индуцированного рассеяния вблизи верхней границы спектра рассеянного излучения ( $\omega_0 > \omega \gg \omega_0 - kv_{Ti}$ ). В результате толщина области нелинейного рассеяния оказывается порядка

$$\Delta x \approx \frac{C}{\omega_0} \left( \frac{\omega_0}{\omega_p} \right)^4 \frac{nT}{I_0}. \quad (4)$$

Долю энергии лазерной волны, поглощаемой ионами, можно оценить как

$$\frac{\omega_0 - \omega_r}{\omega_0} \approx kv_{Ti} \frac{\omega_p}{\omega_0} \sqrt{\frac{k_0 L}{I_0} \frac{nT}{I_0}}. \quad (5)$$

Применимость этой модели может ограничиваться сверху при больших интенсивностях падающего излучения, когда индуцированное рассеяние превращается в так называемый «модифицированный распад». При еще большей интенсивности  $I_0/nT \gg 1$  следует совсем иначе рассматривать взаимодействие излучения с короной, так как радиационные силы становятся основными в газовой динамике короны.

Применим полученные формулы для наиболее часто обсуждаемого случая лазера на неодимовом стекле. При  $\omega_0 \sim 2 \approx 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ ,  $\omega_0/\omega_p \sim 2$ ,  $I_0/nT \sim 0,1$  глубина проникновения, на которой происходит эффективное отражение лазерного излучения, имеет порядок величины  $10^{-2} \text{ см} > \Delta x > 10^{-3} \text{ см}$ . Эта величина существенно меньше начального размера  $D$  — Т-капли и, как можно ожидать, толщины плазменной короны к моменту критического сжатия. Следовательно, рассмотренные процессы могут играть существенную роль в физике взаимодействия мощной электромагнитной волны с плазмой, а их исследование приобретает важное прикладное значение. В связи со сложностью на пути аналитического подхода к задаче крайне желательны численные эксперименты. Однако одномерные численные модели вряд ли осмысленны, так как в них нет рассеяния на угол  $90^\circ$  (основного) и слишком мал фазовый объем неустойчивых волн.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Proc. of the 7th Intern. Conference on Quantum Electronics, Montreal, May 1972.
2. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, М., «Наука», 1967.
3. А. А. Галеев, В. И. Карпман, ЖЭТФ 44, 592 (1963).
4. В. Н. Ораевский, Р. З. Сагдеев, ЖТФ 32, 1291 (1962).
5. В. Б. Кадомцев, сборник «Вопросы теории плазмы», т. 4, М., Атомиздат, 1964.
6. В. Н. Цытович, Нелинейные эффекты в плазме, М., «Наука», 1967.
7. Н. Б. Андреев, А. Ю. Кирий, В. П. Силин, ЖЭТФ 57, 1024 (1969).
8. А. А. Галеев, В. Н. Ораевский, Р. З. Сагдеев, Письма ЖЭТФ 16, 194 (1972).
9. M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. Lett. (1972).
10. А. Г. Литвак, Ю. В. Трахтенгарц, ЖЭТФ 60, 1702 (1971).
11. В. Е. Захаров, Ц. Ц. Рубенчик, ПМТФ 5, 84 (1972).

12. K. Nishikawa, J. Phys. Soc. Japan (1968).
13. A. D. Pilia, Proc. of the 11th Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases, Oxford, 1971, p. 320.
14. А. Галеев, Г. Лаваль, Т. О'Нил, М. Розенблют, Р. Сагдеев, Письма ЖЭТФ 17 (1973).

523 84(048)

**Я. Б. Зельдович.** Нейтронные звезды и «черные дыры». Выход спутников за пределы атмосферы создал фундамент развития рентгеновской астрономии. В настоящее время открыты дискретные рентгеновские источники в пределах нашей Галактики (в том числе рентгеновские пульсары), со светимостью в 1000 и более раз превышающей светимость Солнца. Эти источники в ряде случаев образуют (вместе с обычными звездами, испускающими свет в оптическом диапазоне) двойные системы, точнее, — тесные пары. Благодаря этому удается определить массу рентгеновской звезды. Совокупность данных говорит о том, что рентгеновским источником является в одних случаях нейтронная звезда, в других — звезда в состоянии релятивистского коллапса, т. е. застывшая звезда или, как ее сейчас принято называть, «черная дыра».

На примере источника Геркулес Икс-1 («икс» — от икс-лучей, английский названия рентгеновских лучей) рассмотрим наблюдательный материал. Источник имеет период 1,7 дня (около 40 часов), из которых около 8 часов приходится на затмение, когда обычная звезда находится между источником и земным наблюдателем. Период изменения скорости обычной звезды совпадает с периодом затмений, что подтверждает отождествление пары.

Рентгеновское излучение имеет короткий период 1,24 сек, т. е. подобно пульсарному. Период 1,24 сек свидетельствует о том, что источник является вращающейся нейтронной звездой (масса по орбитальным наблюдениям подходящая,  $\sim 0,8 M_{\odot}$ , где  $M_{\odot}$  — масса Солнца,  $2 \cdot 10^{33}$  г) с магнитным полем, обуславливающим направленность рентгеновского излучения.

Это излучение связано с падением и ударом о поверхность нейтронной звезды газа, перетекающего от обычной звезды на нейтронную.

Простые энергетические соображения доказывают, что именно аккреция (а не вращение) является источником энергии, питающим рентгеновское излучение. Период 1,24 сек соответствует сравнительно медленному вращению нейтронной звезды; энергии вращения хватило бы всего на несколько лет.

В этом принципиальное отличие Геркулеса Икс от пульсара в Крабовидной туманности (ПК), также излучающего рентгеновские лучи. Период ПК 0,03 сек, в силу чего его кинетическая энергия вращения в 1000—2000 раз больше, и к тому же ПК действительно молод (всего 1000 лет). В этом случае энергетический баланс между излучением и потерей вращательной энергии сходится.

В системе Геркулес Икс-1 рентгеновский источник освещает обычную звезду; на поверхности обычной звезды энергия рентгеновского излучения (превышающая собственную светимость звезды) перерабатывается в оптическое излучение. В результате освещенная часть в несколько раз ярче неосвещенной. По циклу обращения двойной системы мы видим то освещенную, то неосвещенную часть, что объясняет кривую блеска и изменения цвета системы. Нагрев освещенной части вызывает отток газа, способствующий падению газа на нейтронную звезду. Существует еще один период в 36 дней, связанный с периодическим поворотом магнитной оси пульсара; этот период не столь принципиально важен и здесь не обсуждается.

В двойной системе Лебедь Икс-1 затмения нет. Анализ доплеровского смещения линий, кривой блеска и спектральных характеристик оптической звезды, с учетом законов механики, приводит к выводу, что масса источника рентгеновских лучей порядка  $10 M_{\odot}$ . По теории компактное тело такой массы должно находиться в состоянии релятивистского коллапса. Падение газа «на черную дыру» сопровождается рентгеновским излучением в том случае, когда падающий газ обладает моментом вращения. Такая ситуация имеет место в двойной системе. В первом приближении частицы газа вращаются вокруг «черной дыры» (по круговым кеплеровским орбитам под действием притяжения к «черной дыре»). Постепенное уменьшение радиуса орбиты происходит сравнительно медленно, по мере отдачи газом вращательного момента за счет взаимодействия с газом на соседних орбитах (за счет трения). В целом газ образует диск вокруг «черной дыры». Трение в этом диске сопровождается выделением энергии и рентгеновским излучением. Лишь в непосредственной близости, когда вращательный момент становится меньше критического значения, круговые орбиты сменяются короткой спиралью, частицы газа падают на поверхность «черной дыры» — на так называемый гравитационный радиус. Но эта наиболее драматическая часть процесса почти не сопровождается излучением энергии.

Общая излучаемая энергия — 6—20% массы покоя падающего газа, что превышает выделение энергии, которое могло бы быть получено в ходе ядерных реакций.

Рентгеновское излучение имеет квазипериодические флуктуации с периодом менее секунды. Эти флуктуации можно объяснить наличием на поверхности диска ярких точек и доплер-эффектом при быстром вращении диска. Их исследование, находящееся в начальной стадии, в принципе, может дать ценную информацию о гравитационном поле «черной дыры». Дело в том, что известное решение Шварцшильда справедливо лишь для невращающейся звезды. При коллапсе вращающейся звезды возникает поле стационарное, но не статическое (решение Керра). В релятивистской теории тяготения предсказывается существование гравитационного аналога магнитного поля \*).

Гравимагнитное поле влияет на орбиты газовых частиц, период обращения, выделяющуюся энергию. В принципе, исследование флуктуаций может обнаружить эти новые свойства гравитационного поля.

Рентгеновский источник с мощностью в 100 000 раз больше солнечной открыт в Магеллановом Облаке. Можно полагать, что и здесь источником является «черная дыра» в двойной системе, в паре с обычной звездой.

Итак, рентгеновская астрономия предоставляет нам данные огромного интереса и важности. Значение рентгеновской астрономии определяется тем, что компактные релятивистские объекты при выделении энергии в малой области пространства неизбежно ускоряют частицы до высокой энергии, развивают высокую температуру и излучают волны высокой частоты. Рентгеновская астрономия открывает реальный путь исследования таких объектов, как «черные дыры», где возникают принципиально новые ситуации, радикально меняется структура четырехмерного комплекса пространства-времени.

Эту ситуацию нужно признать принципиально новой, хотя уравнения, из которых она возникает, суть уравнения общей теории относительности, установленные давно. Вкратце рассмотрим историю вопроса. До войны Цвикки, Ландау, Оппенгеймер и их сотрудники установили принципиальное существование нейтронных звезд и «черных дыр». Теория их уточнялась рядом авторов, в частности, Амбарцумяном и Саакяном, Камероном, Бете и др. Было выяснено, что нейтронные звезды остывают за несколько лет, «черные дыры» исчезают из вида менее чем за тысячную долю секунды.

Наша группа — Отдел теоретической астрофизики Института прикладной математики АН СССР — выдвинула идею обнаружения сверхсильного гравитационного поля, окружающего релятивистские объекты. Была поставлена задача изучения внешнего вещества и его аккреции, в отличие от свечения самого объекта; было отмечено преимущество двойных звезд в этом отношении. Ряд работ уяснил свойства объектов; отметим ряд работ главным образом советских Мигдал: сверхтекучесть ядерного вещества, из которого состоят нейтронные звезды (пульсары); Гинзбург и Озерной: втягивание магнитного поля черной дырой; Керр (США): решение уравнения ОТО для вращающегося тела, в том числе «черной дыры», с моментом. Дорошкевич, Зельдович, Новиков: устойчивость этого решения. Поисками двойных систем с релятивистскими звездами занимался Гусейнов. Уточнялась картина аккреции. Шкловский рассматривал рентгеновский источник в Скорпионе как нейтронную звезду в двойной системе. Шакура исследовал сферическую аккрецию. Дисктовую аккрецию начали рассматривать (хотя и для других объектов — белых карликов, ядер галактик и квазаров) Бербидж, Прендергаст и Линден-Белл.

Открытие пульсаров явилось неожиданностью для теоретиков. Оправившись от нее, теоретики усмотрели в пульсарах нейтронные звезды и использовали стабильность их периода для тонких выводов о структуре этих звезд. Усилилась общая вера в теорию последних стадий эволюции.

Теоретики выиграли следующий раунд: Шварцман за два года до соответствующих наблюдений предсказал, что в двойной системе пульсар будет периодически излучать рентгеновские импульсы за счет аккреции.

Большая работа проведена в короткий срок после наблюдений двойных (в частности, затменных) рентгеновских источников — в Геркулесе, в Лебеде и др. Сюняев и Баско рассматривают испарение газа под действием рентгеновского потока. Сюняев и Шакура рассматривают спектр диска. Сюняев предлагает квазипериодические флуктуации как способ исследования «черной дыры».

Новиков и американский физик Торн развили последовательную релятивистскую теорию дисковой аккреции. Включились специалисты по переменным и двойным звездам Института им. Штернберга (ГАИШ МГУ) Лютый, Черепашук, Курочкин, вместе с членами нашей группы интерпретирующие оптические наблюдения «обычных компаньонов» релятивистских звезд. Возникла новая необычайно быстро развиваю-

\*) Истинное магнитное поле «черной дыры» не существует; она как бы всасывает внутрь магнитное поле, так же как гравитационное поле поступает со светом и нейтрино в случае «черной дыры». Поэтому, в частности, «черная дыра» не дает пульсарных явлений.

щаяся отрасль астрономической науки, в которой советские астрофизики достойно участвуют.

Общие сведения см в книге Я Б Зельдовича и И. Д Новикова «Теория тяготения и эволюция звезд» (М., «Наука», 1972) Эта книга существенно пополнена в части, касающейся темы доклада по сравнению с книгой тех же авторов «Релятивистская астрофизика» (М., «Наука», 1967) С другой стороны, последние результаты излагаются в непрерывно нарастающем потоке сообщений в «Astrophysical Journal Letters», «Astrophysical Journal», «Astronomy and Astrophysics», «Astrophysics and Space Science», «Астрономическом циркуляре», «Астрономическом журнале», «Астрофизике» и других журналах и в еще большей степени — в препринтах советских и иностранных ученых.

53(09)(476)(048)

**Ф. И. Федоров.** Развитие физики в Белоруссии До Октябрьской революции на территории Белоруссии не было высших учебных заведений и научно-исследовательских учреждений В 1921 г по декрету В. И. Ленина был открыт Белорусский государственный университет В 1929 г была создана Академия наук БССР, однако в ее составе долгое время отсутствовали научно исследовательские учреждения физико математического профиля Лишь в 1955 г в АН БССР был организован Институт физики и математики а до тех пор исследования по этим наукам велись только на кафедре БГУ.

Следует отметить большую помощь, которую оказали нашей республике в деле подготовки кадров научные учреждения и вузы Москвы и Ленинграда, где под руководством крупных ученых проходили аспирантуру молодые белорусские физики

В настоящее время основными научными центрами в БССР, где ведутся физические исследования, являются Институт физики (ИФ) и Институт физики твердого тела и полупроводников (ИФТТП) Академии наук БССР, а также физический факультет БГУ им В. И. Ленина

ИФ АН БССР является одним из ведущих научных учреждений нашей страны в области оптики и спектроскопии Многие из полученных в нем результатов нашли широкое признание в СССР и за рубежом. Ниже перечисляются некоторые из них В Институте разработаны инженерные методы расчета оптических свойств квантовых генераторов (ОКГ), которые в настоящее время общеприняты и широко используются Открыт новый класс активных веществ для ОКГ — сложные органические соединения типа красителей На их основе создан ОКГ с плавной перестройкой частоты излучения За это открытие директор ИФ АН БССР, академик АН БССР Б. И. Степанов, А. Н. Рубинов и В. М. Мостовников удостоены Государственной премии СССР за 1972 г

Создана общая последовательная феноменологическая теория оптических свойств прозрачных, поглощающих, магнитных и оптически активных анизотропных сред, основанная на прямых методах тензорного исчисления Развита теория распространения упругих волн в кристаллах и разработан эффективный метод вычисления температуры Дебая для кристаллов любой симметрии.

Разработаны основы теории люминесценции сложных молекул Создана спектроскопия отрицательных световых потоков Установлено универсальное соотношение между спектрами поглощения и люминесценции сложных молекул и полупроводников

Открыто явление ослабления флуоресценции паров посторонними газами Обнаружен новый вид свечения — сенсibilизированная антистоксова аннигиляционная флуоресценция

Создан качественно новый тип дисперсионных фильтров для инфракрасной области спектра, обладающих значительными преимуществами

Разработаны новые методы получения ударных волн и сверхзвуковых эрозийных плазменных струй Созданы установки, позволяющие моделировать сложные плазменные образования. Развита спектроскопическая и лазерная диагностика низкотемпературных плазм

Теоретические исследования в области квантовой теории поля и общей теории относительности проводятся в лаборатории теоретической физики ИФ АН БССР и на кафедре теоретической физики БГУ Разработан общий метод проективных операторов в теории частиц с произвольными спинами Предложена новая параметризация вещественной и комплексной групп Лоренца с помощью трехмерных комплексных вектор-параметров Развита тетрадный формализм в ОТО в сочетании с методом расслоенных пространств

В ИФТТП АН БССР и на кафедрах БГУ ведутся обширные исследования в области физики твердого тела Изучается природа химической связи в твердых телах, их физические и химические константы, исследуются фазовые переходы, процессы роста кристаллов, оптические свойства полупроводников ИФТТП является ведущим научным учреждением по проблеме химической связи в твердых телах

При ИФ АН БССР с 1964 г. издается всесоюзный «Журнал прикладной спектроскопии», который переводится в США. Белорусскими физиками опубликовано около 20 оригинальных монографий, многие из которых переведены и изданы за рубежом. Физические научные учреждения в БССР имеют недолгую историю, однако полученные ими результаты дают основание рассчитывать на новые достижения в будущем.