

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**ОБЩИЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ, ИСПУСКАЕМОГО СИСТЕМАМИ,  
ДВИЖУЩИМИСЯ СО СВЕРХСВЕТОВЫМИ СКОРОСТЯМИ,  
И НЕКОТОРЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ К ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ \*)****И. Е. Тамм**

Механизм излучения света системой, движущейся со сверхсветовой скоростью, весьма прост; он одинаков для излучения при соответствующих условиях всех видов волн—как электромагнитных, так и звуковых волн на поверхности воды и т. д.

Рассмотрим какую-либо систему, которая в принципе может испускать интересующее нас излучение, например, электрически заряженную частицу в случае света, снаряд или самолет в случае звука и т. д. До тех пор, пока скорость этой системы как целого меньше, чем скорость распространения соответствующих волн в окружающей среде, излучение может быть вызвано только колебательным движением системы как целого или какой-либо ее части, например, периодическим движением электрона в атоме или вращением пропеллера в самолете. Частота испускаемого излучения, очевидно, определяется частотой возбуждающего периодического движения. Точнее говоря, для возможности излучения не обязательно необходимо периодическое движение; существенно лишь, чтобы движение было не равномерным \*\*) (другими словами, скорость его должна изменяться во времени).

Однако, когда скорость системы становится больше, чем скорость рассматриваемых волн, тогда вступает в игру совершенно новый механизм излучения, благодаря которому начинает излучать даже система, движущаяся с постоянной скоростью. Обозначим через  $c'(\omega)$  скорость распространения волн частоты  $\omega$  в окружающей систему среде. Тогда, как правило, излучение системы, движущейся в среде с постоянной скоростью  $v$  содержит в себе все частоты, удовлетворяющие основному условию:

$$v > c'(\omega). \quad (1)$$

Это излучение отличается резко выраженной направленностью—волны данной частоты  $\omega$  испускаются только под определенным углом  $\vartheta$  относительно направления движения системы; этот угол определяется соотношением:

$$\cos \vartheta = \frac{c'(\omega)}{v}. \quad (2)$$

Для доказательства фундаментальных соотношений (1) и (2) достаточно учесть только то обстоятельство, что при всех скоростях, больших

\*) Лекция, прочитанная при вручении Нобелевской премии 11 декабря 1958 г. в Стокгольме.

\*\*) По поводу исключения из этого правила, так называемого переходного излучения,—смотри работу В. Л. Гинзбурга и И. М. Франка, ЖЭТФ, 16, 25 (1946).

и малых, поле равномерно движущейся системы должно быть стационарным относительно этой системы. Если система излучает,—это означает, что ее поле содержит по крайней мере одну свободную волну (свободная волна частоты  $\omega$  по определению распространяется в среде с характерной фазовой скоростью  $c'(\omega)$  на сколь угодно большое расстояние от источника).

Пусть  $O$  и  $O'$  (рис. 1)—положения равномерно движущейся системы в два последовательных момента времени  $t=0$  и  $t=\tau$ . Фаза волны, испускаемой системой, должна быть стационарной относительно этой системы. Это означает, что если  $AO$  изображает фронт волны \*), который в момент

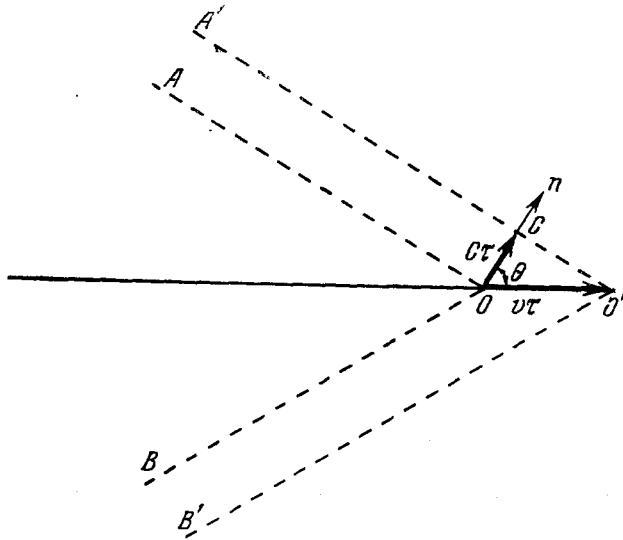


Рис. 1.

времени  $t=0$  проходит через систему, находящуюся в  $O$ , то этот фронт, распространяясь в среде со скоростью  $c'(\omega)$ , будет постоянно сопровождать систему, и, в частности, в момент времени  $t=\tau$  будет занимать такое положение  $A'O'$ , при котором он проходит через  $O'$ . Поскольку направление распространения свободной волны  $n$  перпендикулярно к фронту волны, угол  $OCO'$  прямой, откуда сразу вытекает фундаментальное соотношение (2).

Так как значение косинуса всегда меньше единицы, то условие (1) непосредственно вытекает из соотношения (2).

Все указанные общие свойства рассматриваемого излучения уже давно были известны в аэродинамике. Ударные волны, излучаемые при сверхзвуковых скоростях, называются волнами Маха; излучение этих волн начинается тогда, когда скорость снаряда или самолета начинает превышать скорость звука в воздухе. Излучение волн означает потерю энергии движущимся телом и эти потери оказываются столь значительными, что обуславливают основную долю сопротивления движению самолета, обладающего сверхзвуковой скоростью.

Это обстоятельство и является той причиной, по которой для преодоления звукового барьера, т. е. для достижения сверхзвуковых скоростей в авиации, необходимо весьма значительное увеличение мощности моторов.

\*) Фронт волны благодаря цилиндрической симметрии задачи представляет собой конус;  $AOB$  представляет собой сечение такого конуса плоскостью чертежа.

Мы воспринимаем излучение волн Маха летящим снарядом в виде хорошо известного свиста или воя, возникающего при его движении. Именно поэтому, выяснив совершенно аналогичный механизм излучения Вавилова—Черенкова, т. е. излучения света при движении быстрых электронов, мы стали называть это явление «поющими электронами».

Здесь я должен пояснить, что мы в Советском Союзе называем это излучение «излучением Вавилова—Черенкова», а не просто «черенковским излучением», чтобы подчеркнуть определяющую роль покойного С. И. Вавилова в открытии этого излучения.

Вы видите, что механизм этого излучения чрезвычайно прост. Само это явление могло быть легко предсказано на основе классической электродинамики за много десятилетий до того, как оно было фактически обнаружено. Почему же это открытие столь запоздало? Мне кажется, что мы имеем здесь дело с поучительным примером отнюдь не редкой в развитии науки ситуации, когда научный прогресс тормозится некритическим применением правильных физических принципов к явлениям, выходящим за пределы применимости этих принципов.

В течение многих десятков лет всех молодых физиков учили, что свет (и электромагнитные волны вообще) могут излучаться только при неравномерном движении электрических зарядов. При доказательстве этой теоремы, явно или неявно, используется тот факт, что теория относительности не допускает движений со сверхсветовой скоростью; согласно этой теории никакое материальное тело не в состоянии даже достичь скорости света. Тем не менее в течение долгого времени эта теорема считалась справедливой без всяких оговорок.

Более того, когда И. М. Франк и я уже разработали математически правильную теорию излучения Вавилова—Черенкова, мы все еще пытались разными способами, которые для нас самих сегодня уже непостижимы, примирить наши результаты с утверждением, что для излучения необходимо ускорение. И лишь на следующий день после первого нашего доклада об этой теории на коллоквиуме Физического института мы внезапно узрели простую истину: предельной скоростью для материальных тел является скорость света в вакууме (обозначаемая нами через  $c$ ), тогда как заряд, движущийся в среде с постоянной скоростью  $v$ , начинает излучать при условии  $v > c'(\omega)$ , причем значение  $c'(\omega)$  определяется свойствами среды. Если  $c'(\omega) < c$ , то это условие вполне может быть выполнено без нарушения требований теории относительности ( $c' < v < c$ ).

Когда наша работа была уже в основном закончена, акад. А. Ф. Иоффе указал нам на работу А. Зоммерфельда, опубликованную в 1904 г., в которой рассматривалось поле электрона, движущегося с постоянной скоростью, большей чем скорость света, и была вычислена сила сопротивления такому движению, вызванная испускаемым электроном излучением. Однако Зоммерфельд рассматривал движение электрона только в вакууме. Годом позже возникла теория относительности; движение, рассмотренное Зоммерфельдом, оказалось согласно этой теории невозможным и работа Зоммерфельда была совершенно забыта. Впервые за много лет после ее опубликования она была процитирована в нашей работе 1937 г.

Позвольте мне теперь вернуться к общим свойствам излучения, испускаемого при сверхсветовых скоростях. В дополнение к уже указанным свойствам новые и весьма характерные особенности этого излучения были выявлены в работах И. М. Франка (1943 г.) и В. Л. Гинзбурга и И. М. Франка (1947 г.).

Пусть система  $A$ , движущаяся с постоянной скоростью  $v$ , излучает некоторую порцию энергии  $\varepsilon$  в направлении, определяемом единичным

вектором  $\mathbf{n}$ . Закон сохранения энергии выражается уравнением

$$\varepsilon + \Delta T + \Delta U = 0, \quad (3)$$

где  $\Delta T$  и  $\Delta U$  обозначают соответственно обусловленное излучением приращение кинетической энергии  $T$  поступательного движения системы  $A$  и приращение энергии  $U$  ее внутренних степеней свободы. С другой стороны, если излученная энергия  $\varepsilon$  распространяется в среде со скоростью  $c'$  в определенном направлении  $\mathbf{n}$ , то она обладает импульсом  $\frac{\varepsilon}{c'}$ , направленным по  $\mathbf{n}$  \*). Следовательно, закон сохранения импульса приводит к векторному уравнению

$$\frac{\varepsilon}{c'} \mathbf{n} + \Delta \mathbf{p} = 0, \quad (4)$$

где  $\mathbf{p}$  — импульс системы  $A$ . Если изменение импульса  $\Delta \mathbf{p}$  мало по сравнению с самим импульсом  $\mathbf{p}$ , то тогда, согласно общему правилу,

$$v \Delta \mathbf{p} = \Delta T. \quad (5)$$

Из этих трех простых и весьма общих соотношений следует, что

$$\Delta U = -\varepsilon \left( 1 - \frac{v \cos \vartheta}{c'} \right), \quad (6)$$

где  $\vartheta$  — угол между направлениями  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{n}$ .

Если система  $A$  не имеет внутренних степеней свободы (это, например, имеет место для точечного заряда), тогда  $\Delta U = 0$  и уравнение (6) сводится к уже рассмотренному соотношению (2). Тем самым мы еще раз получили это фундаментальное соотношение, однако путем совершенно иных рассуждений. С другой стороны, если система обладает внутренними степенями свободы (скажем, колебательными) и если ее скорость мала ( $v \ll c'$ ), то тогда, как обычно, ее внутренняя энергия  $U$  уменьшается на величину, равную величине  $\varepsilon$  излученной энергии.

Однако при сверхсветовых скоростях ( $v > c'$ ) величина, стоящая в скобках выражения (6), может стать отрицательной, и излучение энергии системой может сопровождаться **п о л о ж и т е л ь н ы м** приращением ( $\Delta U > 0$ ) ее внутренней энергии  $U$ . Так, например, атом, находившийся первоначально в невозбужденном состоянии, испускает свет и в то же самое время переходит в возбужденное состояние! В подобных случаях как энергия излучения, так и энергия возбуждения, очевидно, заимствуются из кинетической энергии поступательного движения  $T$ , так что самовозбуждение системы сопровождается соответствующим замедлением движения системы как целого.

Соотношение (6), выявившееся при обсуждении оптических проблем, но имеющее совершенно общий характер, может оказаться полезным в аэродинамике (подобно тому как соотношения (1) и (2), полученные в аэродинамике, оказались полезными в оптике).

Конечно, строгий расчет сверхзвукового движения автоматически учитывает все, в том числе и возможное самовозбуждение некоторых видов колебаний в сверхзвуковом самолете. Однако такой строгий

\*) Для электромагнитного излучения было непосредственно показано, как путем квантовомеханического рассмотрения (В. Л. Гинзбург, 1940 г.), так впоследствии и на основе классической электродинамики (Маркс и Джорджи, 1955 г.),

что величина  $\frac{\varepsilon}{c'}$  (где  $c'$  — фазовая скорость) действительно равна полному излученному импульсу, включающему в себя как импульс собственно излучений, так и импульс, приобретаемый средой.

расчет неизбежно чрезвычайно сложен. Поэтому соотношение (6) может оказаться полезным тем, что оно дает представление о сущности механизма некоторых из тех явлений, которые становятся возможными при сверхзвуковых скоростях.

Нужно, однако, отметить, что соотношение (6) учитывает только затухание колебаний, связанное с излучением, тогда как в случае механических колебаний частей самолета этот вид затухания пренебрежимо мал по сравнению с затуханием, вызванным внутренним трением вибрирующих материалов. Имеются и другие отличия акустического излучения от оптического. Поэтому вопрос о том, имеют ли упомянутые явления какое-либо значение в сложнейшей проблеме сверхзвукового полета, следует считать открытым.

Теперь я хочу рассмотреть в качестве примера приложение общей теории к одной определенной области явлений, а именно к физике плазмы.

В качестве введения мы начнем с нескольких замечаний относительно механизма энергетических потерь, испытываемых быстрыми заряженными частицами при прохождении через вещество. Излучение Вавилова—Черенкова составляет только часть (и обычно весьма незначительную часть) этих потерь, которые в основном обусловлены ионизацией и возбуждением атомов среды, через которую проходят частицы. Однако математическая трактовка, использованная И. М. Франком и мною при подсчете потерь на излучение, оказалась удобной и для рассмотрения проблемы в целом; она была в 1940 г. применена Э. Ферми к подсчету полных энергетических потерь движущейся заряженной частицы. Исключение составляют только потери, связанные с лобовыми соударениями частиц с атомами среды, которые должны подсчитываться отдельно. Главное отличие работы Ферми от нашей работы состоит в том, что мы считали среду, в которой движется частица, прозрачной, тогда как Ферми учитывал не только поляризацию среды, вызываемую электрическим полем частицы, подобно тому как это делали мы, но принимал также во внимание поглощение электромагнитных волн в среде. Ферми показал, что обусловленное поляризацией среды экранирование поля частицы, которое не учитывалось в предшествующих работах по этому вопросу, существенно уменьшает потери энергии очень быстрых частиц.

Мы не можем здесь давать обзор многочисленных работ по этому вопросу, в которых теория Ферми была значительно углублена и расширена. Но для того чтобы получить некоторое представление о механизме явления, мы рассмотрим более подробно процессы, происходящие в плазме (т. е. в высокой степени ионизованном газе), которая в интересующих нас отношениях является простейшей из всех сред. У меня нет собственных работ по этому вопросу, так что я буду излагать работы других авторов, давая ссылки лишь на работы последнего времени и не ссылаясь явно на работы, ставшие классическими, как, например, работы Н. Бора.

Потери энергии заряженных частиц, проходящих через плазму, могут быть разделены на две части. Представим себе цилиндр, ось которого совпадает с траекторией частицы, а радиус равен дебаевскому радиусу  $D$ :

$$D = \sqrt{\frac{\chi T}{4\pi N e^2}}.$$

Взаимодействие пролетающей частицы с частицами плазмы, находящимися внутри этого цилиндра, должно рассматриваться микроскопически; возникающие при этом потери энергии обусловлены так называемыми близкими соударениями. Взаимодействие же быстрой частицы с плазмой, расположенной вне цилиндра, может рассматриваться макроскопически;

результатирующие потери энергии называются когерентными. В обычных условиях оба вида потерь играют примерно одинаковую роль; но в очень горячей и разреженной плазме, имеющей столь важное значение в термоядерных исследованиях, сечение прямого кулоновского взаимодействия заряженных частиц оказывается малым и когерентные потери становятся преобладающими.

Показатель преломления плазмы  $n$  для всех частот меньше единицы, так что скорость света в плазме  $c' = c/n$  всегда больше скорости света в вакууме  $c$ . Поэтому может показаться, что эффект Вавилова — Черенкова вообще не может иметь места в плазме. Однако это не так. Во-первых, только скорость поперечных электромагнитных волн в плазме  $c'(\omega)$  превосходит скорость  $c$  при всех частотах, тогда как это не имеет места для скорости плазменных волн в собственном смысле этого слова. Плазменными волнами называются продольные волны, в которых преимущественно заряженные частицы плазмы совершают колебания в противоположных направлениях; восстанавливающая равновесие сила обеспечивается возникающее при этом электрическое поле играет роль квазиупругой силы. Во-вторых, в магнитной плазме, т. е. в плазме, помещенной во внешнее магнитное поле, волны обоего вида, световые и плазменные, оказываются взаимосвязанными, так что между поперечными и продольными волнами невозможно провести четкое различие. В результате показатель преломления света делается зависимым от направления его распространения и поляризации и в некоторой области значений этих параметров становится большим единицы, так что эффект Вавилова — Черенкова становится возможным.

Начнем с рассмотрения когерентных потерь энергии заряженной частицы, движущейся в плазме без внешнего магнитного поля. Эти когерентные потери почти нацело обусловлены возбуждением продольных плазменных волн; механизм этого возбуждения вполне эквивалентен механизму излучения света в эффекте Вавилова — Черенкова. Фазовая скорость плазменных волн равна

$$c' = \sqrt{3v_T^2 + \frac{\omega_0^2}{k^2}},$$

где  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновой вектор,  $\omega_0 = \sqrt{\frac{4\pi Ne^2}{m}}$  — так называемая плазменная частота и  $v_T$  — средняя тепловая скорость плазменных электронов. Пока скорость  $v$  рассматриваемых частиц меньше, чем  $\sqrt{3}v_T$ , необходимое условие излучения плазменных волн  $v > c'$  не может быть выполнено; при этих скоростях практически все потери энергии, испытываемые частицей, обязаны близким соударениям. Но когда скорость частицы  $v$  превышает  $\sqrt{3}v_T$ , тогда в некоторой области длин волн  $\lambda = \frac{2\pi}{k}$  условие  $v > c'$  выполняется и возникают когерентные потери \*).

Разрешите мне теперь сделать небольшое отступление и переключить ваше внимание от плазмы к твердому телу. При достаточно высоких частотах валентные электроны в металлах могут рассматриваться как свободные, и, следовательно, можно считать что они вместе с металлическими ионами образуют своего рода плазму. Плазменная частота  $\omega_0$  пропорциональна квадратному корню из плотности плазменных элект-

\*) То обстоятельство, что короткие плазменные волны очень сильно поглощаются самой плазмой, не оказывает влияния на явление, поскольку условие излучения  $c'(\omega) < v$  удовлетворяется лишь для достаточно длинных плазменных волн ( $\lambda > D$ ), коэффициент затухания которых достаточно мал по сравнению с их частотой.

ронов. Так как плотность электронов в металлах значительно больше, чем в обычной плазме, то частота плазменных волн в металлах значительно выше, чем в обычной плазме и по порядку величины соответствует  $\hbar\omega \sim 10 \text{ эв}$ .

По аналогии с явлениями в обычной плазме мы можем ожидать, что при прохождении быстрых электронов через металлическую пленку должны возникать наряду со всеми остальными видами потерь энергии также и потери, связанные с возбуждением плазменных волн только что описанным механизмом. Это и имеет место в действительности. Хорошо известно, что быстрые электроны, проходящие через тонкую металлическую пленку, часто испытывают в ней большие дискретные потери энергии порядка  $10 \text{ эв}$ . Я отошлю вас за подробностями к статье Д. Пайнса (1956 г.), в которой показано, что элементарная теория возбуждения плазмы в металле быстрыми заряженными частицами, весьма аналогичная упомянутой выше теории возбуждения обычной плазмы, настолько хорошо согласуется с опытными фактами, относящимися к дискретным энергетическим потерям в металлах, что, по словам автора, «проблемой скорее является вопрос, почему наблюдается столь хорошее согласие, а не объяснение некоторых несоответствий».

Вновь возвращаясь к обычной плазме, я хотел бы отметить, что поглощение плазменных волн в самой плазме обусловлено своего рода обратным эффектом Вавилова—Черенкова.

Обычно необходимым условием заметного поглощения волн является наличие резонанса между частотой волны и одной из собственных частот поглощающей системы, например, атома. Так, например, свободный электрон, который в отличие от связанного электрона не обладает собственной частотой, совершает в поле волны периодические колебания, попеременно приобретая и вновь теряя кинетическую энергию, что не может привести к заметному поглощению энергии волны.

Однако существует еще и другой, не резонансный механизм поглощения волн. В том случае, если скорость  $v$  свободного электрона больше, чем скорость волны ( $v > c'$ ), проекция скорости электрона на направление распространения волны  $v \cos \vartheta$  может стать равной скорости волны:

$$v \cos \vartheta = c'. \quad (7)$$

В этом случае электрон как бы едет верхом на гребне волны, поэтому направление действующей на него силы не изменяется с течением времени. Таким образом, электрон непрерывно поглощает энергию волны до тех пор, пока его скорость не возрастет настолько, что он выйдет из фазы с волной.

Таков механизм поглощения плазменных волн \*); условие (7), отбирающее те электроны плазмы, которые участвуют в процессе поглощения совпадает с фундаментальным соотношением (2) для излучения \*\*).

Коэффициент затухания плазмы  $\gamma$  впервые был вычислен в 1946 г. Л. Ландау. Изменив обозначения, принятые Ландау, можно представить

\*) В принципе этот механизм поглощения был указан уже в 1949 г. Бомом и Гроссом. Работа этих авторов тесно связана с более ранней работой А. Власова. Детальное и очень поучительное математическое рассмотрение вопроса было приведено Р. Сагдеевым и В. Шафрановым на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии в сентябре 1958 г.

\*\*) Излучение имеет место, если скоростью  $v$ , обладает скажем, один электрон, или сгусток таких электронов, причем размеры этого сгустка малы по сравнению с длиной испускаемого излучения. Если, однако, электроны данной скорости  $v$  равномерно распределены в пространстве, то они не излучают, так как их волновые поля взаимно компенсируются в результате интерференции. Однако они могут поглощать энергию.

экспоненциальный член полученной им формулы в следующем виде:

$$\gamma \sim \exp\left(-\frac{mu^2}{2\kappa T}\right), \quad (8)$$

где  $u = \frac{\omega_0}{k}$ . В области применимости формулы Ландау отношение  $\omega_0/k$  равно скорости рассматриваемой волны  $c'$ . Таким образом, согласно (8) затухание плазменной волны пропорционально плотности плазменных электронов, обладающих по закону Максвелла скоростью  $u$ , равной скорости волны. Таким образом, формула (8) полностью соответствует только что рассмотренному механизму поглощения.

В недавно появившейся работе, касающейся механизма спорадического солнечного радиоизлучения, В. Л. Гинзбург и В. В. Железняков (1958 г.) применили и развили изложенную выше теорию к новой и очень интересной области физики, начало которой было заложено здесь, в Швеции, профессором Альфвеном. Они, в частности, показали, что хорошо известная неустойчивость пучка заряженных частиц, проходящих через плазму, с квантово-теоретической точки зрения обязана отрицательному поглощению плазменных волн проходящим пучком частиц (индуцированное излучение волн частицами пучка преобладает над истинным поглощением).

Заканчивая свое выступление, я хотел бы упомянуть одну проблему, которая имеет довольно существенное значение для увлекательной и повсеместно усиленно разрабатываемой задачи регулирования термоядерных реакций и использования их в мирных целях; это проблема нагрева плазмы. Первые стадии нагрева легко осуществляются путем возбуждения в плазме электрического тока. Однако сечение кулоновского соударения заряженных частиц убывает обратно пропорционально четвертой степени их относительной скорости; поэтому в горячей и очень разреженной плазме эти столкновения становятся пренебрежимо редкими. Очевидно, нагревание током становится в этих условиях практически непригодным: лишь очень малая часть энергии упорядоченного движения плазменных электронов, вызванного приложенным к плазме внешним полем, переходит при этих условиях в джоулево тепло.

В настоящее время обсуждаются многочисленные предложения, касающиеся возможных способов дальнейшего нагрева плазмы. В качестве примера можно указать так называемое магнитное накачивание (magnetic pumping). Я ограничусь здесь кратким описанием двух таких предложений, тесно связанных с проблемами, которым посвящен мой доклад.

Во-первых, нагревание плазмы с помощью пучка быстрых заряженных частиц, инжектированных в плазму извне, в принципе возможно даже в том случае, если плазма сильно разогрета и очень разрежена. Хотя в такой плазме энергетические потери быстрых частиц, связанные с близкими соударениями, становятся пренебрежимо малыми, когерентные потери энергии, о которых речь шла выше, не зависят от сечения соударений и становятся преобладающими.

В этой связи необходимо подчеркнуть два обстоятельства. Во-первых, в принципе нагревание может быть осуществлено пучком быстрых заряженных частиц, движущихся не в самой плазме, а вне ее, параллельно ее граничной поверхности. Действительно, как мы видели, когерентные потери энергии связаны с возбуждением быстрыми частицами плазменных волн. Те из этих волн, длина которых велика по сравнению с расстоянием от пучка до границы плазмы, будут возбуждаться внешним пучком ничем не хуже, чем пучком, проходящим внутри плазмы. На это обстоятельство впервые указал Л. И. Мандельштам в связи с обычным излуче-



нием Вавилова—Черенкова. Впоследствии В. Л. Гинзбург (1947 г.) предложил метод генерации микрорадиоволн с помощью быстрых частиц, движущихся вдоль поверхности диэлектрика или в полости, проходящей через диэлектрик, обладающий надлежащими характеристиками.

Вторым обстоятельством, заслуживающим внимания, является то, что если пучок состоит из последовательности отдельных сгустков заряженных частиц, то все частицы каждого отдельного сгустка будут когерентно генерировать те плазменные волны, длина которых велика по сравнению с размерами сгустков. Следовательно, интенсивность этих волн будет пропорциональна не числу частиц в сгустке, а квадрату этого числа. Очевидно, что это обстоятельство позволяет весьма значительно усилить разогревающее действие пучка.

Рассмотрим теперь другой возможный метод нагрева плазмы. В 1958 г. Морозов рассчитал возбуждение так называемых магнитоакустических волн в магнитной плазме (напомню, что так называют плазму, на которую наложено внешнее магнитное поле), обусловленное круговым электрическим током, движущимся с достаточной скоростью в направлении, перпендикулярном к плоскости тока. Круговой ток может перемещаться внутри плазмы—можно себе представить плазменное кольцо, несущее ток, которое инжектируется извне внутрь той плазмы, которую хотят нагреть. Однако интересующий нас круговой ток может перемещаться и вне плазмы, вдоль поверхности сосуда, содержащего плазму; такой внешний ток вполне аналогичен внешнему пучку частиц, о котором я уже упоминал.

Генерация волн движущимся током является частным случаем излучения Вавилова—Черенкова. Морозов показал, что при определенных условиях поглощение плазмой магнитоакустических волн, генерируемых указанным способом, в принципе может привести к очень сильному разогреванию плазмы. Разумеется, скорость перемещения тока должна превышать скорость распространения генерируемых волн. Одной из причин большой эффективности нагрева плазмы током является когерентность волн, испускаемых отдельными его элементами. В этом отношении имеется определенная аналогия между током и сгустками заряженных частиц, и мощность излучения тока пропорциональна квадрату силы тока.

Имеется еще другая возможность использования излучения Вавилова—Черенкова, создаваемого током. Хорошо известно, что токи, возбуждаемые в плазме, обычно концентрируются благодаря пинч-эффекту в тонкий шнур, отличающийся чрезвычайной неустойчивостью. Поэтому в практических приложениях обеспечение стабильности плазменного шнура часто имеет решающее значение. Если стенки сосуда, содержащего плазму, изготовлены из проводника, то при приближении плазменного тока к стенке в ней будут индуцироваться токи Фуко, что приведет к отталкиванию тока обратно от стенки. Методы стабилизации тока, основанные на этом явлении, были независимо предложены учеными в различных странах и были применены в многочисленных термоядерных экспериментах, однако оказались не очень удовлетворительными. Морозов и Соловьев недавно (1958 г.) предложили изготавливать стенки сосудов, содержащих плазму, не из проводящих материалов, а из материалов, в которых скорость распространения электромагнитных волн, в соответствующем диапазоне частот, была бы возможно малой. Если ток, текущий в плазме параллельно поверхности такой стенки, смещается по направлению к этой поверхности со скоростью, превышающей скорость распространения волн определенной частоты в материале стенки, тогда этот ток должен излучать волны этой частоты внутрь стенки. Сила отдачи, действующая на излучающий ток, приведет к отталкиванию тока от стенки и тем самым к стабилизации тока.

Я хочу подчеркнуть, что у меня нет какого-либо определенного мнения о возможных преимуществах или недостатках упомянутых методов нагревания и стабилизации плазмы, а также о возможностях их технического осуществления. Эти методы были выбраны мною лишь в качестве иллюстрации применения той общей теории, которую я изложил в начале доклада.

Те приложения теории, о которых я смог здесь упомянуть, по необходимости относились к весьма ограниченной области физики. Я могу лишь надеяться на то, что мне удалось в известной степени создать у вас впечатление, что имеются дальнейшие возможности применения этой теории к новым и интересным физическим проблемам и что работа в этом направлении может оказаться полезной для решения этих проблем или по крайней мере для лучшего понимания общего физического механизма явлений, играющих роль в этих проблемах.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- D. Bohm, E. P. Gross (1949), *Phys. Rev.*, **75**, 1864.  
E. Fermi (1940), *Phys. Rev.* **57**, 485.  
И. М. Франк (1943), *J. Phys. USSR* **7**, 49.  
В. Л. Гинзбург (1947), *ДАН СССР*, **56**, 145.  
В. Л. Гинзбург, И. М. Франк (1945), *J. Phys. USSR* **9**, 353.  
В. Л. Гинзбург, И. М. Франк (1947), *ДАН СССР* **56**, 583.  
В. Л. Гинзбург, В. В. Железняков (1958), *Астр. журн.* **35**, 694.  
Л. Д. Ландау (1946), *ЖЭТФ* **16**, 574.  
G. Marx and G. Gougeon (1955), *Ann. der Phys.* **16**, 241.  
А. Морозов, *Физика плазмы и термоядерные реакции*, Москва, т. IV, стр. 331.  
А. Морозов и Л. Соловьев, *ibid*, стр. 391.  
D. Pines (1956), *Rev. Mod. Phys.* **28**, 184.  
A. Sommerfeld (1904), *Götting Nachricht*, **99**, 363.  
И. Е. Тамм (1939), *J. Phys. USSR* **1**, 139.  
И. Е. Тамм, И. М. Франк (1957), *ДАН СССР* **14**, 109.
-