

ЛИТЕРАТУРА

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР
(17—18 февраля 1971 г.)**

53

17 и 18 февраля 1971 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. В. Л. Гуревич, Полупроводниковый звуковой генератор — акустический «лазер».
2. Г. А. Месяц, С. П. Бугаев, Д. И. Проскуровский, Варьивная эмиссия электронов из металлических острий.
3. Е. К. Завойский, Турбулентный нагрев плазмы.
4. В. П. Силин, Аномальная нелинейная диссипация СВЧ волн в плазме.
5. В. Е. Голант, СВЧ методы нагрева плазмы.
6. Л. П. Пятаевский, Сверхтекучесть жидкого гелия (новые результаты).
7. Д. С. Чернавский, Упругие и неупругие взаимодействия адронов высокой энергии.

Ниже публикуется краткое содержание прочитанных докладов.

В. Л. Гуревич. Полупроводниковый звуковой генератор — акустический «лазер»

Для акустического генератора используется активная среда, способная усиливать звук. Активной средой служит пьезоэлектрический полупроводник, в котором усиливается звук при приложении электрического поля E , создающего дрейф носителей тока. (Эффект усиления впервые наблюдался Хатсоном и др. на CdS¹.)

Имеются два важных различия между свойствами акустического усилителя и оптических усилителей, применяемых в лазерах.

1) Может усиливаться только звук, распространяющийся в направлении дрейфа носителей; обратная звуковая волна затухает. Однако, как отметили Уайт², в достаточно сильном поле E усиление прямой волны превышает затухание обратной.

2) Частотная зависимость усиления света имеет обычно острый максимум. Положение максимума определяет частоты, на которых работает лазер. Коэффициент усиления (и поглощения звука) также проходит через максимум². Соответствующая частота $\omega_m = w/R$, где w — скорость звука, R — дебаевский радиус. Однако звуковой полупроводниковый усилитель — широкополосный, а соответствующий максимум тупой.

Звуковой генератор представляет собой пластинку с поверхностями, отражающими звук. «Собственные» частоты такого акустического резонатора определяются требованием, чтобы при прохождении звука в прямом и обратном направлениях возникла разность фаз, кратная 2π . Пороговое поле $E_{\text{пор}}$ определяется условием, чтобы для какой-нибудь «собственной» частоты усиление при прямом прохождении звука компенсировало затухание при обратном прохождении и потери на отражение.

Условия возбуждения генератора и его работа при малых разностях $E - E_{\text{пор}}$ исследовались в работе Лайхмана и автора³. Частота генерации есть ближайшая к ω_m из собственных частот. Если электронная концентрация не слишком велика (не превышает 10^{13} см^{-3} для CdS), генерируется синусоидальный монохроматический сигнал. Его амплитуда пропорциональна $\sqrt{E - E_{\text{пор}}}$.

Подобный генератор был впервые осуществлен экспериментально Уайтом и Уонгом⁴, а в СССР — Байбаковым⁵. Особенно подробно исследовалась работа генератора на CdS в разных режимах в серии работ Мейнса и Пейджа⁶.

Было обнаружено, что и при больших разностях $E - E_{\text{пор}}$ может генерироваться только одна мода, если соответствующим образом подобрать поле и освещенность кристалла. Такая мода имеет очень малую полуширину (в одном случае она была меньше 50 μ при частоте генерации 100 мгц).

Недавно Лайхман⁷ разработал теорию генератора и его ширины линии в условиях сравнительно больших разностей $E - E_{\text{пор}}$. Оказалось, что возможны такие устойчивые состояния генератора, когда генерируется только одна мода, а все прочие подавлены за счет нелинейного взаимодействия. Частота генерации порядка ω_m , а помер установившейся моды определяется предысторией, т. е. способом включения генератора.

Ширина линии резчайшим образом зависит от электронной концентрации. Например, для CdS она ничтожна при концентрациях, меньших приблизительно 10^{13} см^{-3} (типичные значения ширины $10^{-7} - 10^{-4} \text{ сек}^{-1}$). А при концентрациях порядка 10^{14} см^{-3} она возрастает настолько резко, что генерация монохроматического сигнала становится невозможной и пьезополупроводник превращается в генератор шума.

Вопрос о нарастании звуковых шумов и об их взаимодействии рассмотрен в работе⁸.

В работе⁶ были обнаружены и другие режимы работы генератора, пока не получившие теоретического истолкования. Например, наблюдались наносекундные периодически повторяющиеся импульсы тока, по-видимому, обусловленные короткими импульсами деформации типа уединенных волн, распространяющимися взад и вперед по полупроводнику, отражаясь от его поверхностей.

Дальнейшее развитие работ по изучению генератора целесообразно по трем причинам:

- 1) Эта задача представляет значительный физический интерес.
- 2) Генерируемый высокочастотный звуковой сигнал можно применять для физических исследований.
- 3) Подобное устройство может найти применение в ряде приборов⁶.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. R. Hutson, J. H. Mcfee, D. L. White, Phys. Rev. Lett. 7, 237 (1961).
2. D. L. White, J. Appl. Phys. 33, 2547 (1962).
3. В. Л. Гуревич, Б. Д. Лайхман, ФТТ 6, 2884 (1964); 7, 3218 (1965).
4. D. L. White, W. C. Wang, Phys. Rev. 149, 628 (1966).
5. В. И. Байбаков, ФТТ 10 (3), 678 (1968).
6. J. D. Maines, E. G. S. Paige, Electr. Lett. 3 (10), 459 (1967); Proc. Intern. Conf. Semicond., p. 928, Moscow, 1968; J. Phys. C, 2, 175 (1969); Solid State Commun. 8, 421 (1970).
7. Б. Д. Лайхман, ЖЭТФ 60 (2), (1971).
8. В. Л. Гуревич, В. Д. Каган, Б. Д. Лайхман, ЖЭТФ 54, 188 (1968).

Г. А. Месяц, С. П. Бугаев, Д. И. Проскуровский. Взрывная эмиссия электронов из металлических острий

Металлические острия широко используются как источники импульсных электронных токов до 10^6 а и более. Нашими исследованиями показано¹⁻⁹, что появлению таких больших электронных токов предшествует электрический взрыв кончика острия и образование плазмы в результате нагрева его автоэмиссионным током. Впервые это было показано в работе¹. Если электрическое поле у вершины вольфрамового острия $E \geq 1,2 \cdot 10^2 \text{ в/см}$, то задержка его взрыва $t_3 \leq 10^{-9} \text{ сек}$.

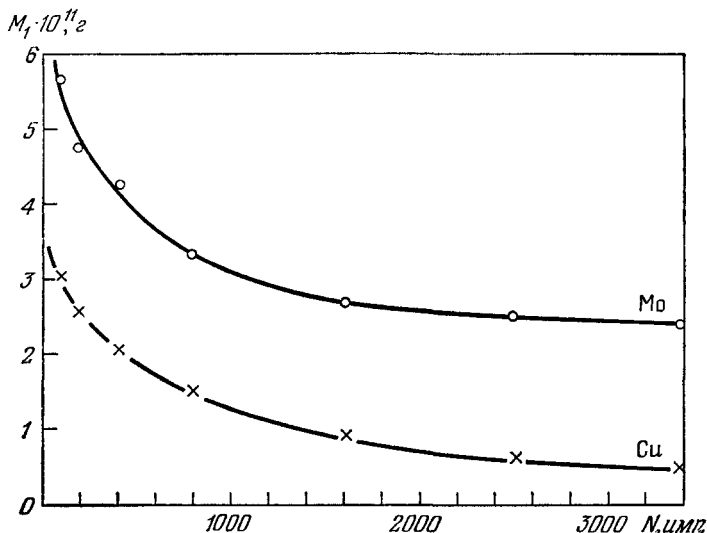
Результаты работ групп Дайка и Елинсона, а также Фурсея, показали, что причина взрыва острия — нагрев его автоэлектронным током.

При плотности тока с вольфрамового острия $j = 5 \cdot 10^7 - 5 \cdot 10^9 \text{ а/см}^2$ произведенные $j^2 t_3 \approx 4 \cdot 10^9 \frac{\text{а}^2 \text{сек}^5}{\text{см}^4}$, что объясняется нагревом металлического острия джоулевым теплом с учетом эффекта Ноттингама⁶.

Скорость разлета плазмы при взрыве острия из W, Cu, Mo составляют $v \approx 2 \cdot 10^6 \text{ см/сек}$, средняя концентрация частиц в течение $5 - 20 \text{ нсек}$ $10^{17} - 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а электронная температура 5 эв. Унос массы при взрыве острий порядка 10^{-11} г за 10 уфн, т. 104, вып. 4

импульс (см. рисунок). Одна из вероятных причин эмиссии электронов с катода — усиление электрического поля на границе плазма — катод⁸.

Вольт-амперная характеристика диода с острым катодом и плоским анодом описывается эмпирической зависимостью⁸ $i \approx 30 \cdot 10^{-6} u^{3/2} \frac{vt}{d - vt}$, где t — время, d — расстояние анод — катод. Это близко к закону «степени $3/2$ » для промежутка между сферой радиусом vt и плоским анодом.



Зависимость массы металла, уносимой с острия за один импульс, от числа импульсов.

Длительность импульса 10 нсек, амплитуда импульса 30 кв, $d = 1 \text{ мм}$, угол вершины острия 24° , радиус острия после $N > 1000$ около $8-10 \text{ мкм}$.

При увеличении напряженности поля на острие значительно выше, чем необходимо для $t_3 \approx 10^{-9} \text{ сек}$, кривые $i(t)$ идут выше, чем по формуле. При этом пучок на аноде принимает форму кольца со вставленным в центре кругом. Это объясняется эмиссией электронов с боковых граней острия.

Для управления моментом появления взрывной эмиссии электронов предлагается использовать⁷ контакт острия с поверхностью диэлектрической пластины, другая сторона которой металлизирована. При этом взрыв острия происходит за счет импульса напряжения между острием и металлизированной стороной диэлектрика, а вытягивающее напряжение прикладывается между анодом и острием. Эмиссия электронов в такой системе обусловлена контактом острия с плазмой вещества диэлектрика и острия⁷.

Все источники электронов сильноточных импульсных ускорителей, в которых используется взрывная эмиссия, могут быть подразделены на следующие: источники, содержащие одно или несколько острий, многоострийные, с плоским шероховатым катодом и плоские катоды с контактирующим диэлектриком. Диоды с катодами из одиночных острий имеют высокую расходимость пучка и не позволяют иметь в течение импульса постоянное сопротивление из-за расширения плазмы, что затрудняет согласование линии с диодом. Диоды с плоскими шероховатыми катодами имеют неоднородный по сечению пучок, а в ряде случаев из-за неодновременности взрыва микровыступов на катоде нарушается ламинарность электронного потока в диоде. Для устранения этих недостатков необходимо использовать катоды с большим числом эмиттирующих центров на его поверхности. Такими катодами являются многоострийные катоды и катоды с диэлектриком. Если время взрыва эмиттирующих острий $t_3 \ll t_\Phi$, среднее расстояние между эмиттирующими центрами $a \ll d$, а площадь катода $S \gg d^2$ (t_Φ — время фронта импульса, d — расстояние анод — катод), то для такого диода соблюдается закон «степени $3/2$ ». Условия получения максимального к. п. д. такого диода

$$\frac{vt_H}{d} \ll 1, \quad \frac{4,3 \cdot 10^5 d^2}{RSU^{1/2}} = 1,$$

где R — волновое сопротивление линии, t_H — длительность импульса.

Управляемые катоды с диэлектриком позволяют за счет предварительной подачи управляющего импульса заполнять диод плазмой и увеличивать в 10 раз и более перенаэ пучка¹⁰.

Разработано два типа ускорителей, использующих взрывную эмиссию электронов: один с управляемым катодом на напряжение до 500 кэВ и током 10 кА¹⁰; второй — с многоострийным на напряжение до 1000 кэВ и током 50 кА¹¹.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Месяц, Докторская диссертация (Томск, 1966 г.).
2. С. П. Бугаев, А. М. Искольдский, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, ЖЭТФ 37 (12) (1967).
3. G. A. Mesyats, Le Vide, an. 24, 140, III—IV (1969).
4. С. П. Бугаев, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, ДАН СССР 186. 1067 (1969).
5. Т. К. Карцев, Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, В. П. Ротштейн, Н. Г. Фурсей, ДАН СССР, т. 192, 309 (1970).
6. Е. А. Литвинов, Г. А. Месяц, А. Ф. Шубин, Изв. вузов (Физика), № 4 (1970).
7. С. П. Бугаев, Г. А. Месяц, ДАН СССР 196, 2 (1971).
8. Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, Письма ЖЭТФ 13, 7 (1971).
9. Г. А. Месяц, Д. И. Проскуровский, Изв. вузов (Физика), № 1 (1968).
10. С. П. Бугаев, Ф. Я. Загулов, Б. М. Ковальчук, Г. А. Месяц, Изв. вузов (Физика), № 1 (1968); ПТЭ, № 6 (1970).
11. С. П. Бугаев, А. С. Ельчанинов, Ф. Я. Загулов, Б. М. Ковальчук, Г. А. Месяц, Аннотации докладов 2-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Москва, 11—18 ноября 1970, стр. 42.

Е. К. Завойский. Турбулентный нагрев плазмы

В докладе Л. А. Арцимовича о проблеме регулируемого термоядерного синтеза, который он прочел недавно на сессии нашего отделения, рассматривались только вопросы удержания плазмы в замкнутых магнитных ловушках, главным образом токамаках. Однако в термоядерной проблеме есть не менее важная сторона дела — получение горячей плазмы. И это видно на примере тех же токамаков, для которых нагрев плазмы — пока не решенная задача. Горячая плазма нужна не только для заполнения ловушек. Получение ее имеет и самостоятельное значение, так как возможно построение термоядерного реактора и без удержания — это термоядерные микровзрывы. Этот путь решения задачи имеет в ряде случаев преимущества и, безусловно, свои области применений. Такой взрыв ДТ смеси электронным пучком или лазером может вызвать эффект детонации относительно большого блока. В этом случае уже не возникает, практически, вопрос о к. п. д. устройства, инициирующего детонацию, что очень существенно. Но я не буду касаться этой стороны дела.

Почему вообще возникает проблема нагрева плазмы? Кажется естественным пропустить через плазму ток, и джоулев нагрев приведет к желаемому результату. Однако, как известно, кулоновское сечение, которое определяет сопротивление плазмы, падает как v^3 , т. е. как $T_e^{3/2}$. Поэтому при термоядерных температурах (~ 10 кэВ) сопротивление плазмы составляет около 10^{-2} от сопротивления меди и требуются гигантские плотности тока для нагрева плазмы. Конечно, можно было бы греть плазму малым током, но продолжительное время. Это невозможно, так как, во-первых, горячая плазма излучает, а с другой стороны потери энергии за счет диффузии поперек магнитного поля достаточно велики. Очевидно ток нельзя сильно уменьшать потому, что тогда равновесие между нагревом и потерями установится при низкой температуре плазмы.

В начале 60-х годов, когда физики были озадачены все новыми и новыми неустойчивостями плазмы в разных магнитных ловушках, в ИАЭ были высказаны предположения и начаты опыты по использованию некоторых видов неустойчивостей для нагрева плазмы. В то время были известны некоторые виды неустойчивостей, такие, как пучковая, будкер-бунемановская и ионно-звуковая. Пучковая неустойчивость возникает, когда скорость электронов в пучке, входящем в плазму, сильно превышает тепловую скорость электронов плазмы. Будкер-бунемановская неустойчивость возбуждается, когда упорядоченная скорость электронов несколько превышает тепловую скорость электронов плазмы. Ионно-звуковая неустойчивость появляется при направленной скорости электронов порядка скорости ионного звука. Однако основные теории этих неустойчивостей были таким, что не было возможности предсказать эффективность нагрева электронов и ионов плазмы при возникновении этих неустойчивостей. Так же не было уверенности, что возбуждение этих неустойчивостей не приведет к сильному уходу плазмы из ловушек. Первые опыты были поставлены в ИАЭ

с целью обнаружения коллективных эффектов в плазме при токе, текущем поперек магнитного поля. В этих экспериментах в холодной плазме создавалась сильная магнитозвуковая волна, распространяющаяся поперек постоянного магнитного поля. Уже первые измерения подтвердили, что волна сильно затухает в бесстолкновительной плазме. Диссипация энергии при этом практически не зависела от концентрации плазмы, которая варьировалась от 10^{11} до 10^{14} см⁻³. Эксперименты показали, что почти 50% энергии магнитного поля волны $\tilde{H}^2/8\pi$ при этом идет на нагрев электронов и ионов плазмы. Это было первым прямым доказательством роли коллективных процессов в распространении сильных магнитозвуковых волн в плазме. Как известно, эти эксперименты стимулировали развитие новой области физики плазмы — физики ударных бесстолкновительных волн. Этот эффект нагрева плазмы получил название турбулентного нагрева.

Впоследствии в нашем институте была обнаружена неустойчивость тока, текущего вдоль магнитного поля. Эта неустойчивость также приводила к сильному нагреву электронов и ионов плазмы. Опыты ставились как в открытых, так и в замкнутых магнитных ловушках. Эти эксперименты будут описаны здесь подробно.

Для исследования механизма турбулентного нагрева были применены как известные методики, так и спектроскопические поляризационные измерения эффекта Штарка с использованием ЭОП, магнитные анализаторы СВЧ излучения и некоторые другие.

Первые же опыты показали, что при турбулентном нагреве нет убегающих электронов с точностью до 10^{-3} — 10^{-5} от числа токовых электронов, когда плотность n плазмы превышала 10^{12} — 10^{13} см⁻³. С помощью измерения концентрации плазмы, тока, диамагнетизма, температуры электронов и ионов было установлено, что токовая скорость u_D электронов при турбулентном нагреве близка к скорости ионного звука

$$c_s = \sqrt{\frac{T_e}{M}}. \text{ Эти измерения с несомненностью установили тип ионно-звуковой неустойчивости тока.}$$

С помощью электрических и магнитных зондов был измерен спектр колебаний плазмы. Оказалось, что вначале возбуждения неустойчивости ($\sim 10^{-8}$ сек) возникают частоты ω_{pi} , но далее спектр быстро расширяется в обе стороны относительно ω_{pi} . Этот эффект, по-видимому, следует рассматривать как нелинейное взаимодействие ионно-звуковых колебаний друг с другом. Специально для измерения ионно-звуковых полей в плазме была разработана теория штарк-эффекта и проведены измерения микрополей в плазме в момент турбулентного нагрева. Экспериментально установлена резкая анизотропия электрических микрополей в турбулентной плазме. Отношение напряженности E_z вдоль магнитного поля к $E_x = E_y$ составляет по измерениям 3, что соответствует отношению энергий около 10.

Величина аномального сопротивления плазмы в момент развития неустойчивости оказывается на много порядков больше нормального сопротивления плазмы. Как следует из измерений, аномальное сопротивление не зависит от напряженности электрического поля в плазме.

На установках ТН-5 и «Огра-2» изучался нагрев ионов при турбулентном нагреве плазмы. Измерения показали, что температура ионов достигает 3—5 кэв. Кривая распределения ионов по энергии имеет излом. Возможно, это отвечает ускорению части ионов механизмом Ландау на ионно-звуковых колебаниях.

В ИАЭ были проведены эксперименты по турбулентному нагреву плазмы в системе «Токамак». Из этих опытов следует, что турбулентный нагрев может быть использован в ловушках с токовым удержанием.

В связи с этим следует рассмотреть вопрос об использовании турбулентного нагрева в ловушках больших размеров. Известно, что глубина скин-эффекта тока

$$\text{при турбулентном нагреве имеет порядок величины } \Delta = \frac{c}{\omega_{pi}} \frac{1}{\sqrt{\beta_\Phi}}, \text{ где } c \text{ — скорость}$$

$$\text{света, } \beta_\Phi = \frac{8\pi n T}{H_\Phi^2}, H_\Phi \text{ — напряженность магнитного поля тока, вызывающего турбулентный нагрев.}$$

Оценка величины Δ показывает, что $\Delta/r \ll 1$ для радиуса плазмы $r \approx 1$ м и $n > 10^{12}$ см⁻³. Однако скинирование тока может оказаться практически удобным, если удастся осуществить турбулентный прогрев сердцевины плазменного шнура за счет возбуждения дополнительного спектра колебаний в плазме и переноса тепла из скин-слоя в глубь плазмы. Но решение этого вопроса возможно только в опытах с хорошо удерживаемыми горячей плазму ловушками.

Решение поставленной вначале чисто практической задачи нагрева плазмы в ловушках привело к открытию фундаментального свойства плазмы: если плотность тока в плазме достигает критического значения, то в ней возбуждается ионно-звуковая неустойчивость, в результате чего плазма приобретает аномально высокое сопротивление и электронная и ионная компоненты плазмы быстро нагреваются. Таким образом, обычный джоулев нагрев плазмы автоматически переходит в турбулентный при критическом токе. При этом конечная температура плазмы определяется значением критического тока и плотностью плазмы.

В. П. Силин. Аномальная нелинейная диссипация СВЧ волн в плазме

Около семи лет назад в связи с поставленными В. Ч. Векслером задачами радиационного ускорения плазмы в ФИАН были предприняты теоретические исследования, а возникшие теоретические представления привели к постановке экспериментальных исследований свойств плазмы в сильном электромагнитном поле. В 1965 г. были сформулированы положения о параметрическом резонансе плазмы в электрическом поле волны и исходные положения о параметрическом воздействии на плазму мощного излучения. Было показано¹, что в условиях, когда скорость осцилляций электронов в электрическом поле волны превышает их тепловую скорость, возникает быстрое нарастание возмущений продольного поля в плазме, причем в окрестности резонансов $n\omega_0 = \omega_{Le} = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m_e}$ максимальный инкремент имеет порядок величины $\omega_{Le} (m_e/m_i)^{1/3}$, а при $\omega_0 < \omega_{Le}$ вне области $|n\omega_0 - \omega_{Le}| \sim \omega_{Le} (m_e/m_i)^{1/3}$ для инкремента имеем значение $\gamma \sim \omega_{Le} (m_e/m_i)^{1/3}$. При этом с максимальной скоростью нарастают возмущения с длиной волны, сравнимой с амплитудой осцилляций электрона в электрическом поле волны накачки. Параметрический резонанс, приводя к нарастанию возмущений продольного поля, ведет к увеличению энергии частиц плазмы. Так, для гармоник функции распределения $2n$ (сама функция распределения электронов при развитии параметрической неустойчивости плазмы будет содержать быстропеременную часть) имеем

$$\int dp \frac{p^2}{2m_e} F_e^{(2n)} \sim \frac{\kappa T_e}{r_E^3} e^{2\gamma t}.$$

При этом за время, не сильно превышающее $1/2\gamma$, энергия электронов, нарастающая благодаря резонансу на n -м обороте внешней частоты, оказывается соизмеримой с энергией внешнего поля.

Учет теплового движения показал², что параметрические эффекты неустойчивости плазмы относительно нарастания в ней потенциальных колебаний возможны при значительном превышении частоты внешнего поля лэнгмюровской электронной частоты, если $T_e \gg T_i$, причем нарастающими оказываются как низкочастотные колебания ионного звука, так и высокочастотные волны. Построенная для такой неустойчивости квазилинейная теория³ позволила указать возможность возникновения аномально большой высокочастотной проводимости плазмы. Более того, оказалось возможным оценить такую проводимость и в условиях сильного поля и развития неустойчивости непосредственно в окрестности резонанса, когда такая проводимость может достигать значений $\sim (m_e/m_i)^{1/3} \omega_{Le}$.

В окрестности резонанса $\omega_0 = \omega_{Le}$ снижаются пороговые значения, при которых возникает неустойчивость⁴. Для одного из случаев, когда параметрическая неустойчивость подобна вынужденному комбинационному рассеянию (или в другой терминологии — относится к типу распадных), была построена нелинейная теория стационарного спектра турбулентности, которая позволила найти эффективную частоту столкновений, в реальных условиях значительно превышающих частоту столкновений электронов с ионами⁵.

Эти теоретические работы, выполненные в СССР, получили подтверждение и развитие в ряде зарубежных теоретических исследований и, в частности, в ряде численных экспериментов, проведенных в США на ЭВМ. Такие эксперименты подтвердили представления теории параметрического воздействия излучения на плазму, позволили лучше понять закономерности развития параметрических неустойчивостей⁶.

Необходимо подчеркнуть, что сейчас, главным образом благодаря теоретическим работам, выполненным в ФИАН, вскрыто большое число закономерностей, характеризующее параметрические неустойчивости плазмы под действием мощного излучения, связанные как с возможностью развития возмущений непотенциального поля⁷, так и с влиянием таких факторов, как наличие постоянного сильного магнитного поля⁸ и пространственная неоднородность плазмы⁹.

Экспериментальные исследования показали, что в условиях развития предсказываемых теорией параметрических неустойчивостей имеет место развитие повышенного ухода плазмы¹⁰, аномального поглощения плазмой энергии мощного излучения¹¹ и сильная передача энергии плазме, приводящая к повышению температуры и появлению большого числа быстрых частиц¹². При этом эффективная частота столкновений, которой могут быть охарактеризованы такие процессы, оказывается на много порядков превосходящей частоту кулоновских столкновений. Количественные закономерности, характеризующие результаты экспериментальных исследований, находятся в целом ряде важных случаев в согласии с теоретическими.

Можно утверждать, что в настоящее время накопилось достаточно большое число теоретических и экспериментальных результатов, позволяющих говорить о качественно новой картине воздействия мощного излучения высокой частоты на плазму, для которой определяющим является развитие неустойчивостей плазмы, могущих

проявляться в преобразовании частот излучения накачки и в возникновении турбулентного состояния плазмы. Развитие турбулентного состояния качественно меняет высокочастотные свойства плазмы, что, в частности, проявляется в ее проводимости. В заключение необходимо подчеркнуть, что такая картина имеет смысл как в радиодиапазоне, так и в оптическом диапазоне частот лазеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Силин, ЖЭТФ 48, 1679 (1965).
2. В. П. Силин, ЖЭТФ 51, 1842 (1966).
3. В. П. Силин, ЖЭТФ 57, 183 (1969).
4. Н. Е. Андреев, А. Ю. Кирий, В. П. Силин, ЖЭТФ 57, 1024 (1969).
5. В. В. Пустовалов, В. П. Силин, ЖЭТФ 59, 2215 (1970).
6. W. L. Kruer, R. K. Kaw, J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett. 24, 987 (1970).
7. Л. М. Горбунов, В. П. Силин, ЖЭТФ 49, 1973 (1965); Л. М. Горбунов, ЖЭТФ 55, 2298 (1968).
8. Ю. М. Алиев, В. П. Силин, Х. Уотсон, ЖЭТФ 50, 943 (1966); В. П. Силин, ЖЭТФ 37, 991 (1967); Л. М. Горбунов, В. П. Силин, ЖЭТФ 39, 69 (1969); Н. Е. Андреев, ЖЭТФ 39, 1560 (1969); Ю. М. Алиев, Д. Зюндер, ЖЭТФ 57, 1324 (1969); Н. Е. Андреев, А. Ю. Кирий, Краткие сообщения по физике, № 1 (1970).
9. Р. Р. Рамазашвили, ЖЭТФ 53, 2168 (1967); Ю. М. Алиев, Э. Ферленги, ЖЭТФ 57, 1623 (1969); В. И. Домрин, Р. Р. Рамазашвили, Краткие сообщения по физике, № 7, 62 (1970).
10. К. Ф. Сергейчев, И. Р. Геккер, Труды VIII Международной конференции по явлениям в ионизированных газах, Вена, стр. 394 (1967); К. Ф. Сергейчев, ЖЭТФ 52, 575 (1967); К. Ф. Сергейчев, Труды IX Международной конференции по явлениям в ионизированных газах, Бухарест, стр. 540 (1969); К. Ф. Сергейчев, ЖЭТФ 58, 1157 (1970).
11. И. Р. Геккер, О. В. Сизухин, Письма ЖЭТФ 9, 408 (1969); И. Р. Геккер, О. В. Сизухин, Труды IX Международной конференции по явлениям в ионизированных газах, Бухарест, стр. 542 (1969); И. Р. Геккер, Physik und Technik des Plasmas, S. 56 (1970), Physikalische Gesellschaft der DDR; К. Ф. Сергейчев, В. Е. Трофимов, Письма ЖЭТФ (в печати) (1971); H. Dreiser, J. C. Ingraham, D. Henderson, Bull. Am. Phys. Soc., ser. 11, 15 (11), 1427 (1970).
12. Г. М. Батанов, К. А. Сарксян, В. А. Силин, Труды IX Международной конференции по явлениям в ионизированных газах, Бухарест, стр. 541 (1969); В. И. Баринов, И. Р. Геккер, О. В. Сизухин, Э. Г. Хачатурян, Краткие сообщения по физике (в печати) (1971); Р. А. Демирханов, Г. Л. Харасанов, И. К. Сидорова, ЖЭТФ 59, 1874 (1970).

В. Е. Голант. Сверхвысокочастотные методы нагрева плазмы

Как известно, одной из основных задач при решении проблемы управляемого термоядерного синтеза является нагрев плазмы до «термоядерных» температур. Интерес к поискам подходящих методов нагрева особенно усилился в связи с успехами в получении длительного удержания плазмы в квазистационарных тороидальных магнитных ловушках. В докладе обсуждается возможность применения в таких системах высокочастотных методов нагрева. Для того чтобы эти методы в наименьшей степени влияли на удержание плазмы, желательно осуществлять их при возможно меньших величинах вводимой в плазму мощности и использовать линейные механизмы поглощения.

Как показывает анализ (см. ^{1, 2}), наиболее эффективные условия линейного поглощения высокочастотных волн могут быть реализованы, если возбудить в плазме продольные волны с большим показателем преломления (так называемые плазменные волны). Непосредственное возбуждение продольных волн осуществить трудно. Однако в неоднородной плазме существует эффективный механизм трансформации вводимых извне поперечных волн в продольные плазменные волны. Такая трансформация в плазме, удерживаемой магнитным полем, может происходить в диапазонах верхних гибридных частот $\omega = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_{He}^2}$ и нижних гибридных частот $\omega = \left[\omega_{He} \omega_{Hi} \frac{\omega_p^2 + \omega_{He} \omega_{Hi}}{\omega_p^2 + \omega_{He}^2} \right]^{1/2}$

(ω_{He} , ω_{Hi} — электронная и ионная циклотронная частоты, ω_p — плазменная частота)*. Теоретическое рассмотрение показывает, что эффективность линейной трансфор-

* При параметрах квазистационарных термоядерных установок оба этих диапазона попадают в область сверхвысоких частот.

мации при подходящих условиях может быть достаточно высокой¹⁻³. Существенно при этом, что в широком диапазоне условий она оказывается практически не зависящей от температуры плазмы и от частоты столкновений заряженных частиц⁴. Таким образом, трансформация поперечных волн в плазменные может приводить к их эффективному поглощению.

Широкие экспериментальные исследования поглощения высокочастотных волн плазмой, направленные на установление механизма поглощения, были проведены в Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе АН СССР (обзор основных экспериментов по поглощению представлен в²). Эти исследования проводились в диапазонах частот 9—10 Гц, 3—4 Гц и 100—200 МГц при мощностях от 1 мвт до 20 квт для большого диапазона параметров плазмы (плазма в Н₂, Не, Аг при давлениях 10⁻⁵—10⁻¹ мм рт. ст., концентрациях заряженных частиц 10¹⁰—10¹³ см⁻³, температурах электронов 3—10 эв и в отдельных экспериментах до 1000 эв, магнитных полях до 5 кэ; радиус плазмы 1—5 см).

Прежде всего эксперименты показали, что эффективное поглощение наблюдается в пределах резко ограниченных диапазонов частот⁵⁻⁸. Границы этих диапазонов практически совпадают с теоретическими границами областей частот, в которых возможна трансформация волн.

Далее были проведены измерения распределения высокочастотных полей (с помощью зондов и по штарковскому уширению спектральных линий) и измерения локализации области поглощения (с помощью электростатических зондов)^{9, 10}. Полученные в результате этих измерений данные находятся в хорошем соответствии с предположением, что поглощение связано с трансформацией вводимых в плазму волн в медленные, сильно затухающие плазменные волны. В частности, согласуются с расчетом измерения амплитуд напряженности высокочастотного поля в области трансформации и измерения длины затухания плазменных волн.

Наконец, следует отметить измерения эффективности поглощения СВЧ волн и нагрева плазмы в пределах областей трансформации⁵⁻⁸. В соответствии с предсказаниями теории эффективность поглощения оказалась слабо зависящей от частоты столкновений и энергии заряженных частиц при изменении этих величин на несколько порядков. Она мало изменялась и при изменении в значительных пределах напряженности высокочастотного поля. Максимальные значения эффективности поглощения в диапазоне верхних гибридных частот достигали 50—90%; в этой области частот был зарегистрирован соответствующий нагрев электронов. Эффективность поглощения в диапазоне нижних гибридных частот составляла 20%. При этом наблюдался приблизительно одинаковый нагрев электронной и ионной компонент плазмы. Таким образом, проведенные эксперименты подтверждают существование эффективного механизма поглощения высокочастотных волн плазмой, связанного с линейной трансформацией волн, и возможность использования этого механизма для нагрева плазмы.

До сих пор эксперименты по поглощению СВЧ волн плазмой и нагреву плазмы проводились на малых экспериментальных установках. При переходе к СВЧ нагреву плазмы в больших системах с длительным удержанием плазмы возникает ряд новых вопросов¹¹. Прежде всего необходимо обеспечить устранение или ограничение области непрозрачности, препятствующей проникновению волн в область трансформации. Анализ и эксперименты показывают, что этого можно добиться как в диапазоне верхних гибридных частот (используя неоднородное магнитное поле), так и в диапазоне нижних гибридных частот (используя продольное замедление вводимых в плазму волн). Далее возникает вопрос о наиболее эффективном механизме поглощения плазменных волн. Определение этого механизма существенно зависит от реального распределения магнитного поля и концентрации заряженных частиц по объему плазмы. Наиболее сложными для анализа являются вопросы о влиянии нелинейных эффектов на СВЧ нагрев и о влиянии нагрева на удержание плазмы. Ответ на них может быть дан лишь в результате экспериментов. В настоящее время в Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе АН СССР начаты эксперименты по СВЧ нагреву плазмы в тороидальных установках относительно больших размеров. Ожидается, что результаты этих экспериментов позволят определить перспективы применения СВЧ нагрева в квазистационарных тороидальных магнитных ловушках.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме. М., «Наука», 1967.
2. В. Е. Голант, А. Д. Пилия, УФН 104 (3), 413 (1971).
3. С. С. Моисеев, Proceedings of the Seventh International Conference on Phenomena in Ionized Gases, vol. II, Beograd, 1966, p. 645.
4. А. Д. Пилия, В. И. Федоров, ЖЭТФ 57, 1198 (1969).
5. А. И. Анисимов, Н. И. Виноградов, В. Е. Голант, Л. П. Пахомов, ЖТФ 37, 680 (1967).

6. В. Н. Будников, В. Е. Голант, А. А. Обухов, ЖТФ 38, 576 (1968); 40, 138 (1970).
7. М. В. Кривошеев, ЖТФ 39, 816 (1969); В. Е. Голант, М. В. Кривошеев, В. И. Федоров ЖТФ 40, 382 (1970).
8. Б. В. Галактионов, В. В. Дьяченко, О. Н. Щербинин, ЖТФ 40, 2317 (1970).
9. А. И. Анисимов, Н. И. Виноградов, В. Е. Голант, Л. П. Пахомов, ЖТФ 41, 696 (1971).
10. В. И. Архипенко, А. Б. Березин, В. Н. Будников, В. Е. Голант, К. М. Новик, А. А. Обухов, А. Д. Пилия, В. И. Федоров, К. Г. Шаховец, Доклад, представленный на IV Международную конференцию по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, США, 1971.
11. В. Е. Голант, А. Д. Пилия, Доклад на Международной конференции по замкнутым системам, Дубна, 1969.

Д. С. Чернавский. Упругие и неупругие взаимодействия адронов высокой энергии

Для современного состояния физики сильных взаимодействий характерно следующее. Упругое рассеяние адронов при энергиях $E_{\text{лаб}} \leq 70 \text{ Гэв}$ изучено хорошо, как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения. Теоретической основой здесь служит метод комплексных орбитальных моментов (метод Редже) (подробнее см. ¹).

Иная ситуация с процессами глубокой неупругости; экспериментальные данные о них в основном получены в космических лучах и носят качественный характер. С другой стороны, благодаря успехам в создании ускорителей в ближайшее время ожидаются точные количественные данные при энергиях $E_{\text{лаб}} \approx 50-500 \text{ Гэв}$. Имеется несколько теоретических схем и моделей, претендующих на описание неупругих взаимодействий.

До недавнего времени обращалось мало внимания на связь между схемами неупругих процессов и свойствами амплитуды упругого рассеяния. Между тем, имея схему неупругого процесса, мы фактически имеем картину упругого процесса, подобно тому как, зная характеристики поглощающего тела, мы знаем и картину дифракционного рассеяния. Таким образом, теория неупругих процессов должна одновременно правильно описывать и упругое рассеяние.

Подобная программа единого описания проводится в теории периферических взаимодействий, основанной на уравнении Бете — Солпитера (подробнее см. ²). Упомянутое требование, хотя и не делает теорию периферических взаимодействий замкнутой и однозначной, сильно ограничивает произвол и ведет к некоторым объективным (не зависящим от произвола) результатам. Основной из них состоит в следующем: из условия постоянства полного сечения при высоких энергиях в теории возникает новый параметр размерности массы, равный по порядку величины $M \approx 2-3 \text{ Гэв}$.

В неупругих взаимодействиях этот параметр проявляется следующим образом: распределение по инвариантным массам неприводимых блоков мультипериферической схемы оказывается достаточно широким. Среднее значение массы пионного ступка оказывается большим — порядка 2 Гэв . При распаде такого ступка образуется много пионов (подробнее см. ³).

Такая картина хорошо согласуется с экспериментальными данными об образовании фэйрболов (подробнее см. ⁴), полученными в космических лучах. При энергии $E_{\text{лаб}} \leq 25 \text{ Гэв}$, изученной на ускорителях, образование фэйрболов четко не проявляется, в связи с чем само явление не считается абсолютно доказанным.

Согласно теоретическим оценкам образование фэйрболов должно четко проявиться в экспериментах на серпуховском ускорителе, т. е. при нуклон-нуклонных взаимодействиях при энергии $E_{\text{лаб}} \approx 50-70 \text{ Гэв}$ и пион-нуклонных $E_{\text{лаб}} = 40-60 \text{ Гэв}$.

Таким образом, с точки зрения неупругих взаимодействий мы приступаем к наиболее информативной области энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Тавхелидзе, Раппортерский доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1970.
2. Д. С. Чернавский, Раппортерский доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1970.
3. И. М. Дремин, И. И. Ройзен, Д. С. Чернавский, УФН 101, 385 (1970).
4. M. Miesowicz, Rep. Progr. in Cosmic Ray Phys. 10 (1970); P. Cick, T. Soghen, I. Gierula, R. Holynski, A. Iurak, M. Miesowicz, T. Saniewska, O. Stanisiz, T. Perneger, Nuovo Cimento 8, 166; 10, 741 (1958); Н. А. Добротин, С. А. Славатинский, Nucl. Phys. 35 152 (1962).