

МАГНИТО- И ЭЛЕКТРОДИПОЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ДИСПЕРСНОЙ ПЛАЗМЕ ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА

Н. Е. Каск, С. В. Мичурин, Г. М. Федоров*

*Институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 17 июня 1999 г.

Представлены экспериментальные результаты по изучению магнито- и электродипольного поглощения микроволнового излучения лазерной плазмой, возникающей при испарении различных металлов. Проанализировано влияние мелкодисперсной фракции на величину поглощения и показано, что модель перколяционного кластера хорошо объясняет всю совокупность экспериментальных результатов.

PACS: 52.25.-b, 50.Jm; 64.60.Ak

1. ВВЕДЕНИЕ

Уже в пионерской работе по изучению лазерного факела [1] методами СВЧ наблюдалось полное отражение (отсечка) СВЧ-волны от плазменной области, в которой плотность электронов превышает критическое значение. Отсечка происходила при превышении порога пробоя воздуха, и время восстановления прозрачности не зависело от материала мишени. В работе [2] было показано, что при умеренных (не приводящих к пробую парогазовой среды) плотностях светового потока возможно измерение СВЧ-проводимости лазерной плазмы, которая определяется материалом мишени и называется достаточно высокой при испарении как металлов, так и диэлектриков. Располагая факел в пучности электрического или магнитного поля стоячей СВЧ-волны, удается достаточно просто разделить и измерить потери токов проводимости и вихревых токов [3].

При испарении лазерным излучением различных материалов в потоке вещества практически всегда присутствует мелкодисперсная конденсированная фаза: мелкие капли расплава, вынесенные из кратера [4]; микрокластеры конденсата [5] и фрактальные структуры [6], возникающие в результате охлаждения плазмы при ее расширении. Кроме того, в плазме лазерного факела по мере роста плотности паров металла или его оксида реализуется перколяционный переход [2]. В классической модели перколяции критический кластер образуют соприкасающиеся проводящие микрочастицы. В микроскопической модели перколяционный кластер возникает из-за перекрытия волновых функций атомов и молекул, для этого требуется, чтобы плотность вещества была близка к величине, характерной для критической точки [7]. В плазме с мелкодисперсной фазой возможно образование перколяционной структуры на хаотичной решетке из

*E-mail: nek@srdlan.npi.msu.su

несоприкасающихся компактных микрокластеров. Являясь в поле лазерного излучения тепловым источником, микрокластер оказывается центром пространственной неоднородности как в распределении температуры, так и в электронной плотности. Дополнительная проводимость в структуре появляется, когда среднее расстояние между узлами решетки сравнивается с характерным масштабом пространственной неоднородности плазмы, например, толщиной двойного электрического слоя, окружающего отдельный микрокластер. Такая ситуация, согласно нашим оценкам [8], реализуется для лазерного факела.

В настоящей работе мы сообщаем результаты экспериментального исследования электродипольного и магнитодипольного поглощения СВЧ-волны в низкотемпературной лазерной плазме и проводим анализ роли дисперсной фазы в СВЧ-поглощении, опираясь на выводы теоретических работ [9, 10], предметом которых является исследование оптических свойств проводящих частиц в диэлектрической матрице.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Экспериментальная методика

Экспериментальная установка, позволяющая одновременно исследовать микроволновое поглощение на двух частотах и оптическую вспышку от лазерного факела, приведена на рис. 1. Греющее лазерное излучение с длиной волны 1.06 мкм, длительностью квазинепрерывного импульса 10 мс и плотностью мощности в диапазоне 10^5 – 10^6 Вт/см² фокусировалось на поверхность мишени в пятно диаметром 0.5 мм. Лазерное излучение и встречный поток испаренного вещества с поверхности мишени (лазерный факел) проходили через отверстия диаметром 5 мм, расположенные по центру широких стенок двух волноводных секций с сечениями 8×17 и 10×23 мм². Секции находились в контакте друг с другом, имея одну общую широкую стенку. Направления распространения двух- и трехсантиметровых волн были ортогональны. Измерение микроволнового поглощения на двух частотах позволило более корректно, чем в [3], сопоставить сигналы, полученные в различных экспериментах, используя один из них как опорный.

Для изучения сигналов СВЧ-поглощения использовалась отражательная схема, в которой можно фиксировать в плоскости факела пучность электрического или магнитного поля стоячей СВЧ-волны в зависимости от положения закорачивающего поршня

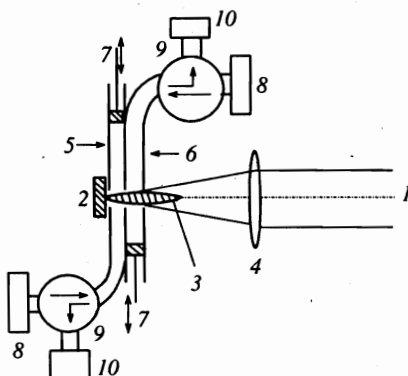


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — лазерный пучок; 2 — мишень; 3 — факел; 4 — фокусирующая линза ($f = 17$ см); двухсантиметровая (5) и трехсантиметровая (6) волноводные секции (секция 6 повернута на 90° относительно секции 5 вокруг оси лазерного пучка); 7 — закорачивающие поршни; 8 — генераторы микроволнового излучения; 9 — циркуляторы; 10 — приемники микроволнового излучения

в соответствующей волноводной секции. Характерные профили лазерного импульса, оптической вспышки и сигналов СВЧ-поглощения в пучностях электрического и магнитного полей для трехсантиметровой волны приведены в [3]. Непосредственно сопоставить коэффициенты микроволнового поглощения в различных пучностях не представляется возможным, так как сигналы, в частности начальный момент испарения, изменяются при переходе от одного лазерного импульса к другому. В качестве опорного сигнала мы использовали сигнал поглощения СВЧ-излучения с длиной волны $\lambda \approx 2$ см.

Опорный сигнал позволяет нормировать сигнал поглощения, наблюдаемый при расположении факела в пучности электрического или магнитного поля трехсантиметровой волны, относительно сигнала поглощения в двухсантиметровом волноводе, где положение факела совпадало с пучностью магнитного поля и оставалось неизменным.

Форма и размеры факела определяются эффектом самовоздействия в системе лазерный пучок—плазма и зависят от материала мишени [3]. Время пролета вещества через волновод было много меньше длительности лазерного импульса и не превышало 0.5 мс. После установления квазистационарного режима испарения (≤ 1 мс) ни время пролета, ни поперечный размер факела практически не зависели от времени воздействия. Согласно [4], в квазистационарном режиме плотность испаренного вещества определяется плотностью греющего лазерного излучения и давлением буферного газа. Следует отметить, что при достаточно высоких световых потоках дисперсная фаза в плазме может разрушаться. В наших экспериментах при увеличении мощности лазерного импульса до 10^7 Вт/см² для некоторых сред (например, меди) наблюдается уменьшение интенсивности свечения и СВЧ-проводимости факела, что естественно связать с процессом распада поглощающих микро- или макрообразований в факеле.

Выключая трехсантиметровый клистрон во время действия лазерного импульса, нам не удалось зафиксировать заметной перекачки микроволновой энергии из двухсантиметрового волноводного тракта в трехсантиметровый. Пренебрежима и доля микроволнового излучения, рассеянного веществом факела и выходящего через отверстия в волноводах. Замена закороченной трехсантиметровой волноводной секции на проходную с соответствующим детектированием проходящего излучения приводит к результатам, которые хорошо согласуются с результатами, полученными для стоячей волны. Все контрольные эксперименты были выполнены как для плазмы лазерного факела, так и для различных поглощающих (проводящих) образцов, имеющих форму и размеры такие же, как у факела. В качестве калибровочных сред были выбраны водные растворы поваренной соли и бинарные смеси порошков. Проводимость последних обеспечивала примесь или графита, или металла.

2.2. Параметры плазмы

При испарении вещества лазерными импульсами умеренной интенсивности давление пара приравнивается давлению буферного газа. Ранее нами были измерены абсолютные значения микроволновой проводимости и яркостной температуры в видимой области спектра лазерного факела у поверхности различных однокомпонентных сред (в том числе металлов) [3] и их бинарных смесей [8]. При нормальном давлении СВЧ-проводимость у однокомпонентных сред оказывается сравнительно высокой ($> 10^2$ Ом⁻¹·см⁻¹), а яркостная температура близка к температуре кипения вещества. Согласно формуле Друде, такую проводимость могла бы обеспечить концентрация электронов, превышающая 10^{15} см⁻³. Поскольку концентрация нейтральных

частиц в факеле $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, то в условиях ионизационного равновесия при температуре кипения металлов концентрация электронов в плазме оказывается на полтора–два порядка ниже той, которую требует формула Друде. Оценки [8] показывают, что при нормальном давлении в низкотемпературной плазме лазерного факела концентрация компактных микрокластеров может достигать значений $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

В плазме факела с поперечным размером порядка 1 мм столь высокие величины проводимости приводят к эффективному скинированию микроволнового излучения и существенному рассогласованию волноводного тракта. Поэтому в настоящей работе измерения проводились при таких давлениях газа и плотностях светового потока, при которых поглощаемая и отраженная плазмой СВЧ-мощность много меньше мощности в волноводе и можно пренебречь искажениями СВЧ-поля факелом. В настоящих экспериментах это условие было выполнено, если проводимость факела не превышала $1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Уровень проводимости (поглощения) для каждого вещества подбирался изменением давления буферного газа в диапазоне 10^{-4} –1 атм. Проведенные в настоящей работе измерения показывают, что с понижением давления яркостная температура уменьшается в соответствии с кривой насыщения. Если о концентрации нейтральных частиц можно судить по изменению давления и температуры, то другие параметры плазмы лазерного факела при пониженных давлениях требуют дополнительного изучения, которого мы не проводили.

Отметим, что простые оценки концентрации электронов на основании формул Друде и Саха для пониженных давлений приводят к еще большему рассогласованию, чем для случая нормального давления.

2.3. Отношение P_H/P_E для плазмы лазерного факела

На рис. 2 приведено характерное поведение отношения магнитодипольного к электродипольному поглощению (в дальнейшем обозначается как P_H/P_E) в процессе установления режима развитого испарения. Для каждого металла кинетика получена из отношения сигналов поглощения трехсантиметровой волны в двух последовательных лазерных импульсах. Начальные моменты испарения были совмещены с помощью сигналов поглощения, регистрируемых в двухсантиметровом волноводе. После начала испарения ($t = 0$), как правило, имеет место монотонный рост отношения P_H/P_E и его стабилизация на некотором уровне после установления квазистационарного режима испарения. Очевидно, что начальный этап кинетики отражает рост плотности паров. В таблице приведены средние значения этого уровня с ошибкой, которая связана с тем, что флуктуации магнитодипольного и электродипольного сигналов, регистрируемые в двух последовательных выстрелах, не совпадают. Эти флуктуации в несколько раз превышают величину разброса среднего уровня в разных сериях измерений микроволнового поглощения. Ошибку, связанную с флуктуациями можно минимизировать, если вычислять отношение не для текущего момента времени, а для интегрального поглощения на стационарном участке кинетики, нормированного на величину поглощения в двухсантиметровом волноводе. На рис. 3 представлена зависимость отношения P_H/P_E от состава смеси ванадия с железом, полученная таким способом. При малом изменении проводимости (приблизительно в два раза) наблюдается пороговое поведение отношения P_H/P_E , которое можно соотнести с перколяцией по ванадиевой подсистеме. Следует отметить, что размеры факела при изменении состава смеси практически не меняются. В таблице для изученных веществ приведены поперечные размеры факела (r_{air}) в случае, когда буферным газом был воздух. Радиус определялся методом ден-

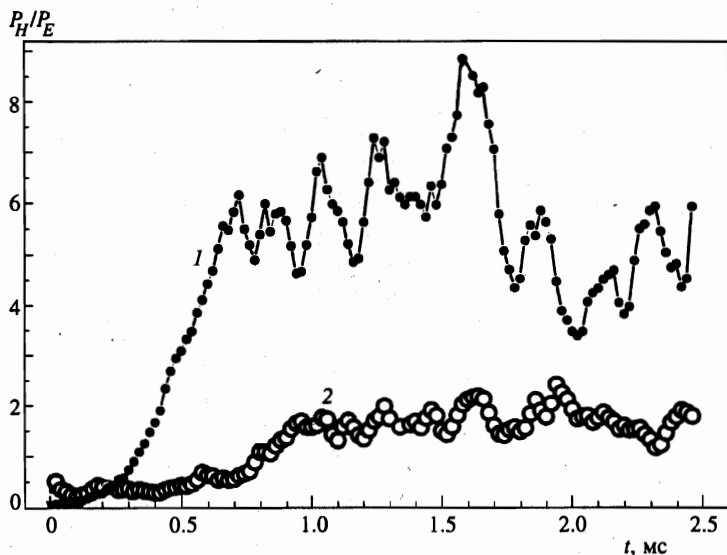


Рис. 2. Эволюция отношения P_H/P_E в процессе лазерного воздействия на металлы: 1 — диспрозий и 2 — ванадий. Буферный газ — воздух

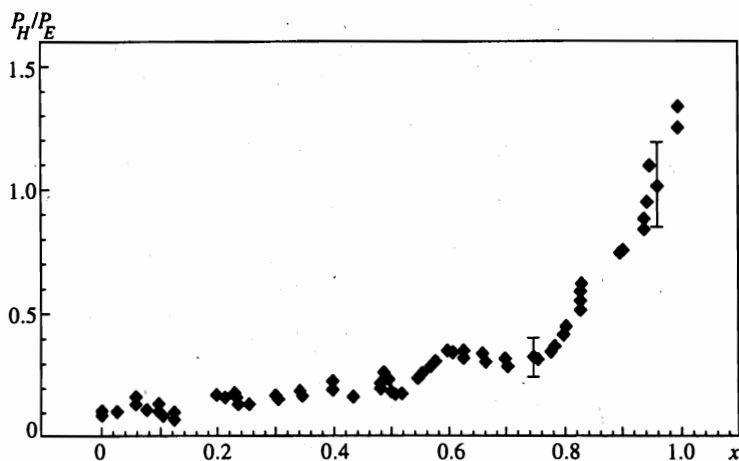


Рис. 3. Зависимость отношения P_H/P_E от состава смеси ванадия с железом. Буферный газ — воздух, x — весовая доля ванадия в образце

ситометрии фотоизображений факела, интегральных по видимому диапазону спектра и времени воздействия, в сечении, соответствующем центру трехсантиметрового волновода. Ошибка измерений не превышала 10%.

Значения отношения P_H/P_E

Мишень	P, мм рт.ст.	Буферный газ		r_{air} , мм
		Ar	Воздух	
Графит	30	1.5 ± 0.5	2 ± 1	1.8
Mg	70	0.5 ± 0.1	0.5 ± 0.1	3.2
Al	55	0.85 ± 0.15	0.8 ± 0.3	3.9
Si	55	0.6 ± 0.3	0.6 ± 0.6	3.2
Ti	25	1.0 ± 0.5	1.0 ± 0.6	2.2
V	22	2.0 ± 0.5	1.7 ± 0.5	1.1
Cr	33	1.0 ± 0.2	0.45 ± 0.25	1.0
Fe	45	0.20 ± 0.05	0.23 ± 0.05	1.1
Co	80	0.3 ± 0.1	0.3 ± 0.1	2.1
Ni	80	0.05 ± 0.02	0.05 ± 0.02	2.1
Cu	160	0.3 ± 0.2	0.1 ± 0.1	4.7
Y	30	0.50 ± 0.25	1.5 ± 0.5	1.2
Zr	30	0.75 ± 0.25	1.00 ± 0.25	1.3
Nb	100	2.0 ± 0.5	2.5 ± 0.5	1.0
Mo	70	1.75 ± 0.50	1.5 ± 0.5	1.2
La	5	1.0 ± 0.2	10 ± 1	1.2
Sm	5	4.0 ± 0.5	13 ± 2	1.1
Gd	5	0.75 ± 0.25	0.2 ± 0.1	1.1
Dy	5	2.5 ± 0.5	6 ± 1	1.2
Ho	5	6 ± 2	12 ± 2	1.4
Hf	30	0.2–2	0.2–1.0	1.45
Ta	55	2.0 ± 0.2	2.0 ± 0.5	0.9
W	80	1.2 ± 0.6	1.0 ± 0.5	1.2
Re	22	0.7 ± 0.1	1.0 ± 0.1	1.2
Al ₂ O ₃	15	4 ± 2	4 ± 1	1.65

2.4. Модельный эксперимент

Поскольку в плазме оптического разряда реализуется перколяция, то представляет интерес поведение отношения P_H/P_E вблизи порога перколяции для конденсированных композитов, традиционных для изучения перехода металл—неметалл. Ниже представлены результаты исследования микроволнового поглощения в смесях графита и оксида магния. Характерный размер частиц ~ 1 мкм. Образцы цилиндрической формы размерами $r = 1$ мм (или 1.5 мм) и $l = 3$ –30 мм протягивались через волноводы в экспериментальной установке, которая использовалась для изучения плазменного факела.

Результаты экспериментального изучения СВЧ-поглощения при расположении образца в пучностях электрического и магнитного полей представлены на рис. 4. Как можно было ожидать, в смеси порошков порог перколяции соответствует объемной доле перколирующего компонента (p_v), приближенно равной 0.3. Эксперименты, проведенные с этими же смесями на постоянном токе, дают для порога такое же значение. Из

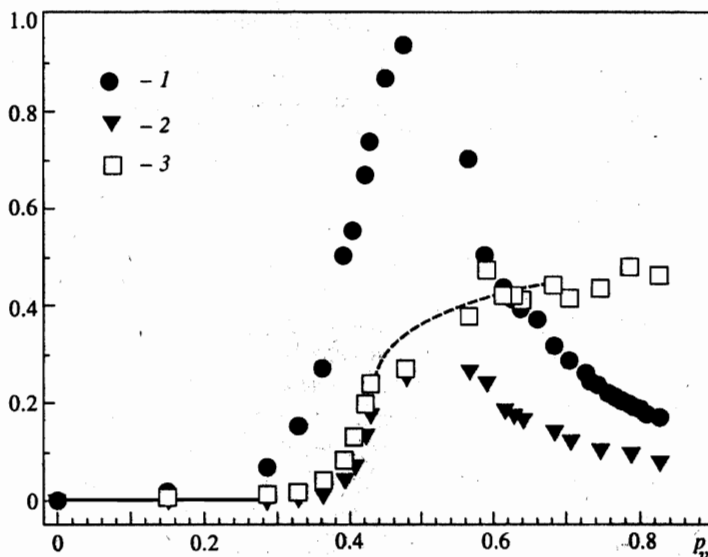


Рис. 4. Мощность, поглощенная образцом, в зависимости от объемной доли графита (p_v) в композите графит—MgO: 1 — электродипольное и 2 — магнитодипольное поглощение в относительных единицах, 3 — отношение P_H/P_E . Относительная ошибка определения P_H/P_E составляет 20%

рис. 4 следует, что при увеличении концентрации перколирующего компонента (графита) выше перколяционного порога отношение P_H/P_E растет, приближаясь к значению 0.3. В диапазоне концентраций, когда поглощение происходит на отдельных частицах графита, отношение P_H/P_E приблизительно равно 0.01. Для концентраций, больших 0.5, исследуемое соотношение искажено скин-эффектом, который приводит к уменьшению микроволнового поглощения как в электрическом, так и в магнитном поле стоячей волны. Отметим, что скинирование слабо сказывается на отношении P_H/P_E .

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Мощности, рассеиваемые веществом в пучностях электрического E и магнитного H полей стоячей СВЧ-волны, определяются соответственно выражениями

$$P_E = \int \sigma(r) |E(r)|^2 d^3r, \quad P_H = \omega \int \chi''(r) |H(r)|^2 d^3r. \quad (1)$$

Здесь σ — действительная часть проводимости, а χ'' — мнимая часть магнитной поляризуемости образца. E и H — напряженности соответственно электрического и магнитного полей микроволны частоты ω .

Проанализируем полученные результаты, используя модели однородной плазмы и плазмы, содержащей дисперсную фазу.

3.1. Поток однородной электрон-ионной плазмы

Когда можно пренебречь скинированием, отношение потерь вихревых токов P_H (см. [11]) к мощности P_E , рассеиваемой токами проводимости в плазменном потоке, пересекающем волновод между широкими стенками, можно представить в следующем виде:

$$\frac{P_H}{P_E} = \frac{\omega \chi'' |H|^2 V}{\sigma' |E|^2 V} = \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 \rho^2 k, \quad (2)$$

где V — объем, занятый плазмой с сечением $\pi \rho^2$ в волноводе, ε_0 — диэлектрическая постоянная, μ_0 — магнитная постоянная. Коэффициент $k = 2.5$ учитывает изменение магнитной поляризуемости при переходе от сферы к цилиндру, ось которого перпендикулярна полю [12]. Из (2) следует, что потери вихревых токов преобладают над потерями токов проводимости, если поперечный размер факела $\rho > 0.3$ см. В нашем случае радиус факела в волноводе приближенно равен 1 мм, и величина отношения P_H/P_E должна быть меньше 0.1. Контрольные эксперименты со столбом водного электролита (NaCl) таких же размеров дали значение $P_H/P_E \approx 0.03$. Близкая величина получена и для термоэмиссионного потока от нагреваемой световым пучком медной и алюминиевой мишеней до начала режима испарения, а также на начальном этапе процесса испарения (см. рис. 2). Из таблицы и из рис. 3, где представлены отношения P_H/P_E , следует, что в режиме развитого испарения это отношение может быть существенно больше. Оно меняется от вещества к веществу и не коррелирует с размерами факела. Очевидно, что вариации соотношения связаны с внутренней структурой плазмы, в частности, с наличием мелкодисперсной фазы. Отметим, что достаточно большие капли (≥ 10 мкм), вынесенные парогазовым потоком из расплава, не дают существенного вклада ни в СВЧ-поглощение из-за скинирования поля в них, ни в оптическое свечение из-за их сравнительно низкой температуры.

3.2. Роль компактных микрокластеров

Известно, что композиты, представляющие собой диэлектрик с вкраплениями мелких металлических частиц, обладают в инфракрасной области спектра аномально высоким поглощением [13]. Отношение P_H/P_E в этом случае равно отношению коэффициентов магнитодипольного и электродипольного поглощения [9], и его можно представить в следующем виде:

$$\frac{P_H}{P_E} = \frac{8\pi^2 \bar{a}^2 \sigma_m^2}{45c^2 \varepsilon_i}, \quad (3)$$

где ε_i — диэлектрическая константа диэлектрика, σ_m — активная проводимость металла, \bar{a} — средний радиус компактных частиц, c — скорость света. Формула (3) получена в приближении больших длин волн ($\lambda \gg a$) и малых частот ($\omega\tau \ll 1$, τ — время релаксации электронов проводимости по импульсу). Для частиц, проводимость которых приближается к металлической, потери вихревых токов доминируют над потерями проводимости, если радиус металлических частиц $a > 50$ Å. Поскольку характерный размер компактных кластеров, возникающих в лазерной плазме в результате конденсации, не превышает этого значения [8], то существование лишь сферических компактных металлических кластеров не позволяет объяснить максимальные экспериментальные зна-

чения отношения P_H/P_E , представленные в таблице. Кроме того, переход от металлических к плохо проводящим кластерам (например, Al_2O_3 , Si или C) должен был бы привести к резкому уменьшению отношения P_H/P_E .

3.3. Роль переходного поглощающего слоя

Электродипольное поглощение металлических частиц увеличивается, если последние окружены тонким плохо проводящим слоем ($\bar{a}\sigma_c t^{-1} \ll \sigma_m$, t — толщина слоя с проводимостью σ_c). В этом случае в коэффициенте электродипольного поглощения проводимость металла σ_m заменяется на $\sigma_c \bar{a}/t$ [9]. Таким образом, можно ожидать для металлических частиц с плохо проводящим покрытием увеличения поглощения на пять порядков величины, если $\sigma_c = 1 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ и $t \sim 0.1\bar{a}$). Такой плохо проводящий слой могли бы образовать оксиды или нитриды на поверхности микрокластеров или частиц. Поэтому при замене инертного буферного газа на воздух следовало бы ожидать заметного роста электродипольного поглощения по сравнению с магнитодипольным, тем более что образование плохо проводящих слоев привело бы к уменьшению магнитодипольного поглощения. Результаты, представленные в таблице, не подтверждают это предположение. В большинстве случаев при такой замене происходит относительный рост потерь вихревых токов.

3.4. Роль нитевидных и кольцевых структур

Когда проводящие частицы, коагулируя, образуют нитевидные структуры, электродипольное поглощение увеличивается. Во-первых, проводимость нити (σ_f) будет существенно меньше проводимости самих частиц из-за наличия плохо проводящих контактов. Во-вторых, увеличению электродипольного поглощения способствует отсутствие поляризационной экранировки, если нити ориентированы вдоль электрического поля. Для нити длиной b деполяризующий фактор L имеет вид [12]

$$L = \left(\frac{a}{b}\right)^2 \left[\ln\left(\frac{2b}{a}\right) - 1 \right], \quad (4)$$

что приводит к увеличению коэффициента электродипольного поглощения на множитель $\alpha_f = L^{-2} W_f \sigma_m / \sigma_f$ [9], где W — вероятность того, что проводящая частица находится в составе нити.

Вихревые потери увеличиваются, когда в системе возникают замкнутые проводящие цепи больших размеров. Для случайно ориентированных колец с радиусом $R \ll \lambda$ согласно [9] имеем (с точностью до константы порядка единицы) множитель $\alpha_r = (R/a)^2 W_r$ в коэффициенте магнитодипольного поглощения, W_r — вероятность того, что проводящая частица находится в составе кольца.

Если вероятность $W \approx 1$, т.е. все проводящие частицы участвуют в образовании нитей или колец, то при $R/a \approx 10$ (или $b/a \approx 10$) соответствующие коэффициенты увеличатся на два порядка. Однако образование таких структур с заметной вероятностью в лазерном факеле не обнаружено. Отметим, что нитевидные структуры, появляющиеся после действия лазерного импульса, являются результатом направленной агрегации уже охлажденных частиц [14].

3.5. Роль фрактальных структур

Очевидно, что разветвленные фрактальные структуры, в частности перколяционные, которые образуются при достаточно большой концентрации микрочастиц в лазерном факеле, могут существенно влиять на электро- и магнитодипольное поглощение, поскольку в этих структурах существуют как линейные, так и кольцевые фрагменты. Характер распределения вещества во фрактальном кластере ведет к эффективному уменьшению проводимости с ростом его радиуса и, соответственно, к росту электродипольного поглощения, тогда как магнитодипольное поглощение во фрактальном кластере увеличивается из-за преобладающего вклада множителя, зависящего от его размера.

Согласно [10], для трехмерного фрактального кластера факторы усиления электродипольного и магнитодипольного поглощения соответственно равны

$$\left(\frac{R_f}{a}\right)^{5(3-d_f)/2} \quad \text{и} \quad \left(\frac{R_f}{a}\right)^{(1+d_f)/2}, \quad (5)$$

где R_f — размер кластера, d_f — его фрактальная размерность. Таким образом, рост отношения P_H/P_E будет иметь место, если фрактальная размерность превышает $7/3$, что выполняется в трехмерном случае для перколяционного кластера ($d_f = 2.5$).

Отметим, что на присутствие перколяционных структур в лазерном факеле указывают характерные пороговые зависимости СВЧ-поглощения и оптического свечения лазерного факела от состава мишени [2, 8].

3.6. Роль перколяционных структур

Перколяционные модели широко используются для интерпретации перехода металл—неметалл в неупорядоченных конденсированных средах [15, 16]. Эксперименты этого направления наиболее полно представлены для островковых пленок и композитов. Известно, что при приближении к порогу перколяции действительная часть диэлектрической проницаемости расходится [17, 9]. Согласно [18], при подходе к порогу с еще большим критическим показателем расходится диамагнитная восприимчивость.

Для двумерных объектов пик аномального поглощения вблизи порога перколяции обнаружен экспериментально в инфракрасной области спектра [19]. Как правило, в различных перколяционных моделях [17, 19–21] для интерпретации параметров пика привлекается электродипольный механизм поглощения, тогда как на магнитодипольный механизм ссылаются лишь как на возможный источник расхождения теории и эксперимента.

Теоретический анализ и численный эксперимент для поглощения перколяционным кластером в трехмерном случае отсутствуют. В связи с этим представляют интерес результаты проведенного нами эксперимента по СВЧ-поглощению в объектах, при изменении состава которых можно пройти через окрестность перколяционного порога (см. рис. 4). В соответствии с (5) для трехмерного перколяционного кластера ($d_f = 2.5$ и $R_f = 2$ мм) отношение P_H/P_E увеличивается в 45 раз по сравнению со случаем изолированных частиц размером 1 мкм, что хорошо согласуется с результатами эксперимента, представленными на рис. 4. Следует ожидать, что при уменьшении размеров частиц до величин порядка 0.01 мкм соотношение увеличится еще в десять раз при условии, что размер R_f останется неизменным. Отметим, что в лазерной плазме характерный размер компактных кластеров не превышает ~ 1 нм [5, 8]. Таким образом, большие экспериментальные величины для отношения P_H/P_E , приведенные в таблице, находят вполне

удовлетворительное объяснение в рамках предположения о наличии перколяционных кластеров в лазерной плазме.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально измерено магнито- и электродипольное микроволновое поглощение в низкотемпературной плазме лазерного факела и в конденсированном композите графит—MgO. Установлено, что магнитодипольное поглощение по мере развития лазерного факела растет быстрее электродипольного и их отношение в режиме развитого испарения может достигать значений порядка единицы. Высокие значения отношения P_H/P_E найдены также для конденсированного композита выше порога перколяции. Полученные результаты находят хорошее качественное объяснение в рамках предположения о существовании перколяционных структур в низкотемпературной лазерной плазме.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 96-02-17606 и № 96-15-96537).

Литература

1. В. П. Агеев, В. И. Конов, Т. М. Мурина и др., Краткие сообщения по физике № 5, 6 (1978).
2. Н. Е. Каск, Письма в ЖЭТФ 60, 204 (1994).
3. Н. Е. Каск, Г. М. Федоров, КЭ 23, 1033 (1996).
4. С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко, *Действие излучения большой мощности на металлы*, Наука, Москва (1970).
5. Б. М. Смирнов, УФН 164, 665 (1994).
6. А. А. Лушников, А. Е. Негин, А. В. Пахомов, Б. М. Смирнов, УФН 161, 113 (1991).
7. A. A. Likalter, Phys. Rev. B 53, 1602 (1996).
8. Н. Е. Каск, С. В. Мичурин, Г. М. Федоров, ТВТ 37, 9 (1999).
9. P. N. Sen and D. V. Tanner, Phys. Rev. B 26, 3582 (1982).
10. P. M. Hui and D. Stroud, Phys. Rev. B 33, 2163 (1986).
11. Y. Watanabe, K. Maeda, S. Saito, and K. Uda, Jap. J. Appl. Phys. 16, 2007 (1977).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1992).
13. P. Gadenne, Y. Yagil, and G. Deutscher, J. Appl. Phys. 66, 3019 (1989).
14. A. A. Lushnikov, A. E. Negin, and A. V. Pakhomov, Chem. Phys. Lett. 175, 138 (1990).
15. S. Kirkpatrick, Rev. Mod. Phys. 45, 574 (1973).
16. D. Stauffer and A. Aharony, *Introduction to Percolation Theory*, Taylor & Francis, London (1994).
17. A. L. Efros and B. I. Shklovskii, Phys. Stat. Sol. B 76, 475 (1976).
18. D. R. Bowman and D. Stroud, Phys. Rev. Lett. 52, 299 (1984).
19. F. Brouers, J. P. Clerc, and G. Girand, Phys. Rev. B 44, 5299 (1991).
20. T. W. Noh, P. H. Song, S.-I. Lee et al., Phys. Rev. B 46, 4212 (1992).
21. F. Brouers, J. P. Clerc, G. Girand et al., Phys. Rev. B 47, 666 (1993).