

ЕЛЕКТРОФІЗИКА

УДК: 533.9, 524.1

Дойков Д. Н.¹, Храпачый С. В.²

¹Одесский национальный морской университет

²Киевский национальный университет им. Т. Г. Шевченко

E.mail: doikov@mail.bg

Эволюция электронной функции распределения по энергиям в запыленной плазме, облучаемой жесткими излучениями.

Резюме. Работа посвящена изучению разреженной низкотемпературной плазмы (далее НТП) с конденсированной дисперсной фазой (далее КДФ) при характерных низких термодинамических температурах (далее НТТ) $T = 50 - 100\text{K}$ для двух смесей. Первая - углеродно-кислородная смесь (далее С-О-зона), вторая гелиево-железная смесь (далее Fe-He-смесь). Для достаточно интенсивных потоков заряженных частиц – продуктов ядерного распада внутри рассматриваемых систем ($0.1 - 0.6\text{MeV}$) вычислены электронные функции распределения по энергиям $f(E)$ вторичных Оже электронов. По результатам расчетов доказано принципиальное отсутствие функциональной зависимости $y f(E)$. Она носит диаграммный характер и сильно зависит от химического состава смеси, точнее от атомных номеров элементов. Показаны последствия облучения НТП с КДФ-плазмы потоками электронов и позитронов, связь между ионизационными потерями от электронов, позитронов и гистограммами - $f(E)$. На основании полученных результатов сделаны выводы относительно возможностей комбинирования методов Оже- и γ - спектроскопии в современных прикладных мультидисциплинарных приложениях. Полученные гистограммы использованы для определения способов поддержания газовой составляющей плазмы в ионизованном состоянии за счет превалирования реакций зарядового обмена над рекомбинационными процессами многозарядных ионов, возникающих в результате Оже-процессов.

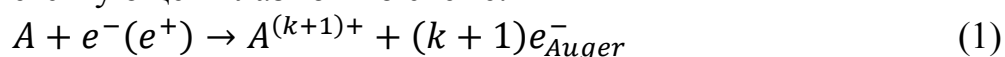
Ключевые слова: конденсированная дисперсная фаза, низкотемпературная плазма в магнитном поле, Оже-процессы в плазме и твердых телах.

Введение. Присутствие частиц КДФ в НТП, также как и тяжелых ионов приводит к изменению энергетического и зарядового баланса в ней [1]. Если рассматриваемую систему облучать жесткими излучениями в виде электронов и позитронов с энергиями 0.6MeV , то возникает специфическое состояние НТП с КДФ. Ионизационные потери на частицах КДФ были рассмотрены в предыдущей работе. В настоящей статье будем рассматривать взаимодействие быстрых внешних потоков электронов и позитронов с газовой составляющей плазмы и одновременно учитывать только фотоэлектроны, инжектируемые пылевыми частицами. Взаимодействие быстрых частиц с атомами газа и твердого тела происходят по следующей схеме. Быстрые частицы, имея длину волны де-Бройля порядка или меньше размеров атомных К-оболочек, создают именно К-вакансию. При таких условиях ионизирующие частицы максимально быстро теряют энергию и термализуются. У всех атомов периодической таблицы Менделеева после бериллия запасенная энергия ионизации К-вакансии расходуется

частично на энергию каскадов, разрешенных правилами отбора с верхних уровней, а остальная – на срыв Оже-электронов с верхних атомных уровней [3]. В интересующей нас холодной плазме единственным источником поддержания НТП с КДФ является ионизация вещества продуктами радиоактивного распада – высокоэнергичными частицами [3]. Метод, использующий формирование Оже-электронов в результате ионизации в виде образования К-, реже L-вакансий атомных уровней называется Оже-спектроскопией [2, 4]. Он и является основным рассматриваемым вопросом настоящей среды.

1. Позитронная спектроскопия НТП с КДФ. В последние тридцать лет опыты с использованием потоков позитронов в основном использовались при изучении поверхностных свойств твердых тел, при разработке чувствительных к ним датчиков космических лучей. Одновременно интенсивно проводились опыты на биологических тканях с использованием, излучающего позитроны, радиоактивного фтора, которые закончились созданием современных ПЭТ (позитронных эмиссионных томографов). Диагностическая ценность позитронов во всех приведенных случаях состояла в том, что из-за ядерного происхождения эти частицы производят комбинированное воздействие на среду. Во-первых, они испытывают ионизационные потери по указанному выше механизму. Во-вторых производят аннигиляцию либо на 2 γ -кванта ($E = 0.511$ МэВ) при достижении тепловых скоростей, либо на один γ -квант ($E = 1.022$ МэВ), при взаимодействии с К-электронами атомов. Собственно, первый механизм (одnofотонная аннигиляция) лежит в основе работы ПЭТ. Вторым механизмом в сочетании с первым может быть использован при спектроскопии НТП с КДФ. Основные результаты и соотношения по позитронной спектроскопии. Позитронная спектроскопия НТП с КДФ была подробно рассмотрена в работах [2], [5]. Ясно, что он включает в себя Оже-эффекты. Позитроны перед аннигиляцией испытывают многократные столкновения с К-оболочками атомов, потом, когда их энергия становится равной энергии атомного К-уровня – аннигилируют с К-электроном. При этом, как и случае с обычной ионизацией, происходит образование конечной К-вакансии. Для лабораторной плазмы данный вид γ -спектроскопии будет рассмотрен в следующей статье.

2. Оже-спектроскопия НТП с КДФ. Суть данного вида диагностики изложена выше в [2]. Здесь же представим решение задачи для конкретного химического состава НТП. Для указанных ниже атомов представим результаты расчетов продуктивности их квантовых уровней в формировании Оже – электронного спектра, выражаемого в дальнейшем функцией (точнее гистограммой) распределения Оже-электронов по энергиям. Следует прокомментировать методику расчетов, проведенных первым автором настоящей статьи в работах [2, 6]. Начнем с физической схемы взаимодействия электронной и позитронных компонент с соответствующей плазмой по схеме:



Здесь $A^{(k+1)+}$ -- степень ионизации иона-остатка после ионизации атома А, каскадного заполнения К-вакансии по правилам отбора квантовых переходов:

$2p \rightarrow 1s, 3d \rightarrow 2p \rightarrow 1s, 4f \rightarrow 3d \rightarrow 2p \rightarrow 1s$. Остальные разрешенные переходы нами не рассматривались из-за их значительно меньшей вероятности. Действующее число атомов бралось равным 10^{18} см^{-2} . В этих условиях электроны (позитроны) испытывают в рамках такой ячейки около ста соударений с образованием К-вакансии. Это же подсказывает формула Бете-Блоха. Для Оже-спектроскопии важно знать, что такой подход справедлив только для элементов, с атомными номерами, большими 4 (за бериллием). Для остальных легких элементов (H, He, Li, B) каскады и Оже-переходы в континуум правилами отбора квантовой механики запрещены. Здесь может быть только обычная ионизация, не дающая существенного вклада в $f(E)$. Она происходит при низких кинетических энергиях электронов. Позитроны при этих условиях уже не существуют. Другое дело, сами Оже электроны уже являются ионизирующими агентами. Однако это уже отдельная задача статистической физики, выходящая за рамки настоящей статьи. Отдельно можно отметить, что при достаточно высокой плотности вещества или действующего числа атомов, как это может при нормальных условиях, такие среды излучают характерное ультрафиолетовое и оптическое нетепловое излучения, наблюдавшееся со спутников во время хорошо известной техногенной катастрофы на Чернобыльской АЭС, падения больших количеств радиоактивной метеорной пыли. При использовании Оже спектроскопии удобно также анализировать молекулярные спектры. Их возбуждает низкоэнергетическое крыло приводимой ниже на рисунках функции - $f(E)$. Для наглядности и полноты интерпретации будем приводить как табличные, так и отобранные графические данные. Подробные формулы, полученные первым автором можно найти в работах [2, 5].

3. Результаты расчетов $f(E)$ для С-О – плазмы. На приводимых ниже гистограммных изображениях однозначной функциональной зависимости не просматривается. Это связано с тем, что при использовании многокомпонентных атмосфер разные уровни атомов могут иметь близкие значения энергии как Оже-электронов, так и атомных каскадов. Практическое использование полученных данных возможно только гистограммном либо табличном виде. Энергетическая структура $f(E)$ говорит о следующем:

1. В НТП с КДФ Оже-компонента $f(E)$ приводит к наличию больших градиентов энергии между нею и холодным, равновесным (максвелловским) компонентами;
2. Разогрев КДФ происходит путем ионизационных потерь Оже-электронной компоненты на L, M – уровнях и взаимодействием с твердотельными свободными электронами;
3. Внутри частиц появляются большие градиенты температур, приводящие к интенсивным тепловым потокам в центральную их часть КДФ.

Рассмотрим несколько случаев таких, в которых у всех атомов случайным образом происходит образование К-вакансий в результате движения высокоэнергичных частиц.

Таблица 1. Сводная таблица спектроскопических данных для различных элементов

El. Num.	At. mass	Elem	m(O-C)	Ion	Aug	EbL1	EbL2	EbL3	EbM1	EbM2	EbM3	NumK	NumL1	ElengL1	NumL2	ElengL2	NumL3	ElengL3	NumM1	ElengM1
2	4	He	7,80E-02																	
6	12	C	2,80E-01	288	254	16,5						26	9974							
7	14	N	4,70E-06	403	365	20,3						60	9940							
8	16	O	6,20E-01	538	491	28,5						94	9906							
10	20	Ne	1,80E-02	870	787	48,5						182	9818							
11	23	Na	1,90E-04	1075	954	71	39	38				260	6342	883,1	3398	915,5				
12	24	Mg	4,90E-03	1308	1150	97	58	58				1	544	1053,5	8645	1092	810	1092		
13	27	Al	3,00E-05	1564	1373	126	81	80	11			5	391	1247	6272	1292	3332	1293		
14	28	Si	2,80E-04	1844	1652	154	104	104	14			12	438	1498	548	1548	8643	1548	359	1639
16	32	S	1,20E-04	2476	2172	232	170	168	20			46	812	1940	831	2002	5600	2004	2385	2152
18	40	Ar	5,40E-05	3206	2701	326	251	249	29			102	1172	2375	1001	2450	5172	2452	2009	2673
20	40	Ca	2,30E-05	4041	3348	441	360	357	48	35	34	1	167	2907	1317	2988	1294	2991	4435	3300
21	45	Sc	5,60E-07	4494	3524	503	408	404	56	33	33	0	205	3021	1426	3116	1218	3120	3457	3468
22	48	Ti	5,30E-06	4970	3782	567	465	459	64	39	38	2	261	3215	322	3317	1895	3323	2094	3718
23	51	V	4,50E-07	5470	4016	633	525	518	72	44	43	6	340	3383	488	3491	1479	3498	1675	3944
24	52	Cr	1,20E-05	5995	4174	732	589	580	80	49	48	17	607	3442	723	3585	1364	3594	1118	4094
25	55	Mn	6,60E-06	6544	4378	755	656	645	89	55	53	27	706	3623	838	3722	1437	3733	809	4289
26	56	Fe	7,20E-04	7117	4609	851	726	713	98	61	59	47	1005	3758	984	3883	1438	3896	970	4511
27	59	Co	1,30E-04	7715	4834	931	800	785	107	68	66	73	1249	3903	1082	4034	1493	4049	1083	4727
28	58	Ni	2,30E-04	8338	4940	1020	877	860	117	75	73	114	1571	3920	1234	4063	1600	4080	1166	4823

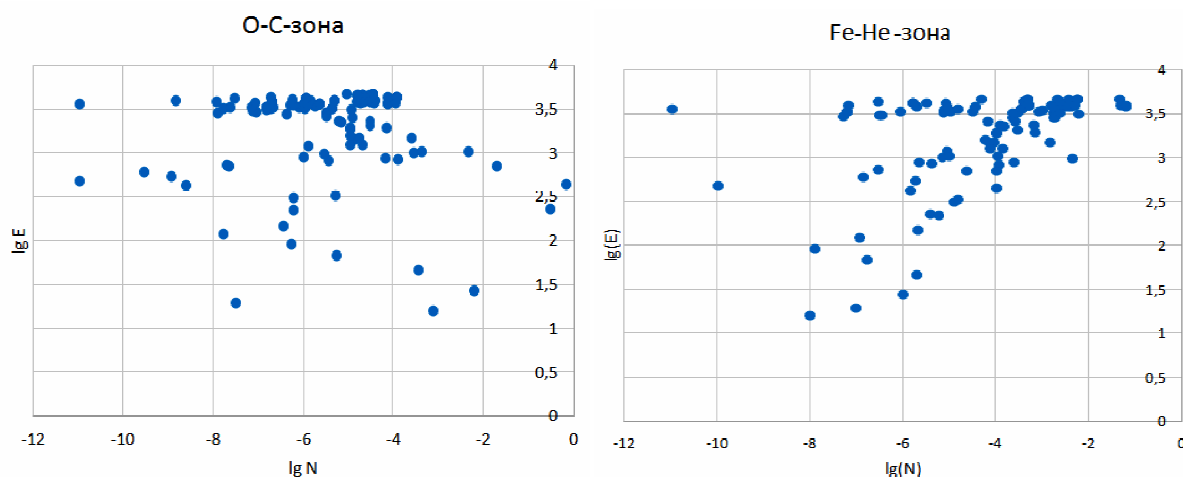


Рис. 1. Распределение десятичного логарифма нормированного распределения электронов $\lg(N)$ от десятичного логарифма энергии $\lg(E)$ для а) О-С-зоны и б) Fe-He-зоны

4. О-С-зона. В первой рассматриваемой среде имеем атомы углерода, кислорода и неона. В табл.1 химический состав учитывает специфику задачи и предоставлен в относительных единицах к полной массе вещества в занимаемом объеме пространства. Заголовки столбцов Ion - энергия ионизации, Aug - энергия Оже-электрона; EbL1, EbL2, EbL3, EbM1, EbM2, EbM3 - энергия связи термов на L, M - уровнях; NmK - количество Оже-электронов, которые покинули уровень K; NmL1 - уровень L1 и т.д., ElengL1 – энергия Оже-электронов L1 – уровня и т.д.

Избранную среду можно считать углеродно-кислородно-неоновой в которой остальные элементы являются примесями. Несмотря на их малый вклад в энергобаланс видно, что они наполняют среду Оже-электронами широкого спектра энергий. Значения количеств Оже-электронов, покинувших соответствующий уровень, приводятся из расчёта на 10^4 атомов. Чем выше уровень, тем больше энергия электрона (из энергии ионизации вычитается энергия связи уровня).

Подробный формализм представленных здесь расчетов содержится в [2, 6]. Из проведенных в настоящей статье результатов видно, что основным преимуществом изложенного метода Оже-спектроскопии – возможность вызывать и, если необходимо, наблюдать нетепловые излучения в различных объектах и делать выводы о процентном соотношении элементов с малым атомным номером к элементам группы железа, когда остальные методы дистанционных измерений ничего не подобного не позволяют сделать. В рассматриваемых нами средах температуры очень низкие (50–100 К), поэтому среда хорошо диагностируется предложенным методом. Диаграммный рис.1а. позволяет выявить главный компонент распределения $F(E)$ кислородно-углеродной среде. В отличие от Fe-Ne-зоны здесь преобладают разрешенные $2p \rightarrow 1s$ каскады. А кванты, порожденные каскадами, хорошо разрешаются спектроскопическим оборудованием, поскольку, согласно табл. 1 и 2 их энергии различаются для разных элементов на десятки и сотни электрон-вольт. Конечно, электронная состав-

ляющая газообразной части НТП имеет большую часть запасенной энергии ионизованного состояния и после выброса Оже-электронов в окружающую среду образуются как минимум двухзарядные ионы. Здесь механизм следующий. Налетающая высокоэнергичная частица в сотни KeV создает К-вакансию и с интервалом в 10^{-8} сек инжектируется у атомов углерода и кислорода только один электрон.

В результате имеем ионы C^{++} и O^{++} , а $2p \rightarrow 1s$ переход дает каскадный квант. В дальнейшем им надо комбинировать. Скорость такой рекомбинации в НТП сильно зависит от концентрации атомов НТП. Часто, в разреженных средах с низкой электронной концентрацией, время между парными столкновениями с электронами меньших кинетических энергий уступает времени парных столкновений между атомами. Тогда плазма самоподдерживается. Происходит перезарядка с нейтральными атомами. В этом состоит одна из причин поддержания лабораторной плазмы, плазмы ионосферы Земли.

Интересным является противоположный случай, когда легких элементов мало, а элементы с атомным номером вблизи железа много. Назовем такую среду Fe-He-зоной. По аналогии с предыдущей таблицей и рисунком представим ее в виде распределения химических элементов и продуцируемого ими распределения Оже-электронов по энергиям. В такой зоне пространства спектр Оже электронов и энергий квантов каскадов лежит в жестких УФ- и мягких рентгеновских лучах. Таким образом наличие хотя бы малой присадки в среде с даже низкой интенсивностью быстрых электронов и позитронов продуцирует значительный спектр этих излучений.

В табл. 2 содержания химических элементов нормирована по числу частиц 10^8 . В столбцах: I – энергия ионизации, Aug – энергия Оже-электрона; EbL1, EbL2, EbL3, EbM1, EbM2, EbM3 – энергия связи термов на L, M - уровнях; NmK – количество Оже-электронов, которые покинули уровень K; NmL1 – уровень L1. Расчеты Оже-переходов с вышеуказанных уровней надо понимать например для атома углерода так, из 10^4 атомов углерода у 26 атомов образуется по 1 Оже-электрону с K-уровня, а у 9974 атомов образуется по 1 Оже-электрону. В обеих таблицах числа Оже-электронов размещены по указанным выше уровням.

Потоки жестких частиц в виде протонов, электронов и позитронов являются способом модулирования коллективных колебаний намагниченной плазмы. Такие коллективные колебания удобно регистрируются в радио диапазоне и инфразвуке и интенсивно развиваются. Как мы видим в такой плазме электронный компонент сильно зависит от Оже-процессов. На этом обстоятельстве основан один из критериев применения Оже-спектроскопии.

Fe-He-зона. В заданной зоне средние концентрации те же. Однако элементы $^{56}_{28}Ni$, $^{57}_{27}Co$, $^{44}_{22}Ti$ радиоактивны и расположены в порядке возрастания периодов полураспада. Элементы H, He в Оже-процессах участия не принимают.

Анализ результатов и выводы. Современные средства дистанционной диагностики НТР с КДФ включают в себя Оже-, позитронную спектроскопию. Основные результаты в этом направлении были получены при изучении КДФ

Таблица 2 Химический состав Fe-He-зоны, ее радиационные и кинетические характеристики слоя

El. Num.	At.mass	Elem	m(Fe/He)	Ion	Aug	EbL1	EbL2	EbL3	EbM1	EbM2	EbM3	NumK	NumL1
28	56	Ni	0.75										
27	57	Co	0.034										
22	44	Ti	1.50E-03										
1	1	H	2.30E-06										
2	4	He	1.40E-01										
6	12	C	3.60E-07	288	254	16.5						26	9974
7	14	N	1.50E-06	403	365	20.3						60	9940
8	16	O	9.70E-06	538	491	28.5						94	9906
10	20	Ne	1.00E-05	870	787	48.5						182	9818
11	23	NaIK	6.00E-07	1075	954	70.9	38.5	38				260	6342
12	24	Mg	1.20E-05	1308	1150	96.5	57.8	57.6				1	544
13	27	Al	2.10E-05	1564	1373	126	81	80	10.6			5	391
14	28	Si	1.60E-04	1844	1652	154	104	104	13.5			12	438
16	32	S	1.20E-04	2476	2172	232	170	168	20.2			46	812
18	40	Ar	1.20E-04	3206	2701	326	251	249	29.2			102	1172
20	40	Ca	1.30E-03	4041	3348	441	360	357	48	34.7	34.3	1	167
21	45	Sc	2.30E-07	4494	3524	503	408	404	56	33	33	0	205
22	48	Ti	8.60E-04	4970	3782	567	465	459	64	39	38	2	261
23	51	V	2.10E-05	5470	4016	633	525	518	72	44	43	6	340
24	52	Cr	1.30E-03	5995	4174	732	589	580	80	49	48	17	607
25	55	Mn	1.00E-05	6544	4378	755	656	645	89	55	53	27	706
26	56	Fe	2.30E-03	7117	4609	851	726	713	98	61	59	47	1005
27	59	Co	3.20E-03	7715	4834	931	800	785	107	68	66	73	1249
28	58	Ni	3.70E-02	8338	4940	1020	877	860	117	75	73	114	1571

нано-размеров в виде твердых частиц в НТП после получения надежных источников жестких частиц – радиоактивных изотопов. Эти методы позволяют создавать внутри КДФ мягкий рентген, по которому определялись структурные компоненты частиц

В данной работе было получено следующее:

1. Доказано правильность использования метода, при их правильном использовании годятся и для изучения НТП с КДФ. Для этого необходимо наличие либо внутренних источников радиоактивности, либо их внешних потоков.
2. Источником возбуждения и поддержания плазмы является Оже-электроны.
3. По спектрам, получаемым с помощью Оже-спектрографа, мы, с достаточной точностью делаем выводы относительно структуры газовой компоненты

Продолжение таблицы 2.

Elem	QuantKe n	NumL1	QuantL1 en	ElangL1	NumL2	QuantL2	ElangL2	NumL3	QuantL3	ElangL3	NumM1
C	288	9974	271.5	237.5							
N	403	9940	382.7	344.7							
O	538	9906	509.5	462.5							
Ne	870	9818	821.5	738.5							
NaK	1075	6342	1004.1	883.1	3398	1036.5	915.5				
Mg	1308	544	1211.5	1053.5	8645	1250.2	1092.2	810	1250.4	1092.4	
Al	1564	391	1438	1247	6272	1483	1292	3332	1484	1293	
Si	1844	438	1690	1498	548	1740	1548	8643	1740	1548	359
S	2476	812	2244	1940	831	2306	2002	5600	2308	2004	2385
Ar	3206	1172	2880	2375	1001	2955	2450	5172	2957	2452	2009
Ca	4041	167	3600	2907	1317	3681	2988	1294	3684	2991	4435
Sc	4494	205	3991	3021	1426	4086	3116	1218	4090	3120	3457
Ti	4970	261	4403	3215	322	4505	3317	1895	4511	3323	2094
V	5470	340	4837	3383	488	4945	3491	1479	4952	3498	1675
Cr	5995	607	5263	3442	723	5406	3585	1364	5415	3594	1118
Mn	6544	706	5789	3623	838	5888	3722	1437	5899	3733	809
Fe	7117	1005	6266	3758	984	6391	3883	1438	6404	3896	970
Co	7715	1249	6784	3903	1082	6915	4034	1493	6930	4049	1083
Ni	8338	1571	7318	3920	1234	7461	4063	1600	7478	4080	1166

Elem	QuantM1	ElangM1	NumM2	QuantM2	ElangM2	NumM3	QuantM3	ElangM3	EbN1	NumN1	QuantN1	ElangN1
Si	1830.54	1638.54										
S	2455.8	2151.8	326									
Ar	3176.8	2671.8	544	505	2701							
Ca	3993	3300	1713	693	3313.3	785	693	3313.7	34.3	288		
Sc	4438	3468	2509	970	3491	958	970	3491	33	227	970	3491
Ti	4906	3718	3959	1188	3743	1160	1188	3744	38	278	1188	3744
V	5398	3944	4056	1454	3972	1595	1454	3973	43	1595	1454	3973
Cr	5915	4094	3777	1821	4125	2070	1821	4126	48	304	1821	4126
Mn	6455	4289	1538	2166	4323	3121	2166	4325	53	1252	2166	4325
Fe	7019	4511	1598	2508	4548	2007	2508	4550	59	1729	2508	4550
Co	7608	4727	1462	2881	4766	1513	2881	4768	66	1379	2881	4768
Ni	8221	4823	1411	3398	4865	1366	3398	4867	73	1084	3398	4867

4. Позитронная спектроскопия дает возможность дистанционного определения долевой составляющей КДФ в такой плазме.
5. Получены энергетические распределения Оже-электронов для С-О-и Fe-He-сред.

Здесь не обсуждалось подробно радиационные спектры С-О-и Fe-He-сред. Однако указывали на их каскадный и рекомбинационный характер. Исходные

данные по этому экспериментальному материалу были получены при построении табл. 1. и 2., а также в [2] и полностью не обсуждались здесь. Эти спектроскопические параметры, однако, опубликовать в следующей нашей работе. После чего по схеме построения таблиц 1 и 2; рисунков 1 и 2 предпримем построение синтетических эмиссионных спектров НТП с КДФ. Вызываемые такими процессами нагрев частиц КДФ был рассмотрен ранее в [6].

Литература:

1. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы. – 1963. – Вып.1. – С. 183-272.
2. Дойков Д.Н., Андриевский С.М., Ющенко А.В. Емісія газу і пилу в холодних середовищах із підвищеним умістом радіоактивного ізотопу титану $^{44}_{22}\text{Ti}$. // Журнал фізичних досліджень. – 2018. – Вип. 22. – С. 2901.
3. P. Sigmund, Particle Penetration and Radiation Effects. /Springer, Berlin–Heidelberg–New York, 2006.
4. J .S. Kaastra, R. Mewe. X-Ray Emission from Thin Plasmas. // Astrophysical Journal Supplement Series. – 1993 – V. 97. – 443- 472.
5. D. Doikov, A. Yushchenko, Y. Jeong Diagnostics of Diffuse Two-Phase Matter Using Techniques of Positron Annihilation Spectroscopy in Gamma-Ray and Optical Spectra // Journal of Astronomy and Space Sciences. – 2019 -36(3), 1-5.
6. Дойков Д.Н. Коллективные явления в запыленной плазме с магнитным полем, облучаемой жесткими излучениями // Физика аеродисперсных систем. – 2019 – Вып.57. – 121-135.

Doikov D.N., Khrapatyi S.V.

Evolution of the electron energy distribution function in a dusty plasma irradiated by hard radiation.

Summary

The work is devoted to the study of rarefied low-temperature plasma (hereinafter referred to as LTP) with a condensed dispersed phase (hereinafter referred to as CDF) at characteristic low thermodynamic temperatures (hereinafter referred to as NTT) $T = 50^\circ\text{K} - 100^\circ\text{K}$ for two mixtures. The first is a carbon-oxygen mixture (hereinafter the C-O zone), the second is a helium-iron mixture (hereinafter the Fe-He mixture). For sufficiently intense fluxes of charged particles – products of nuclear decay inside the systems under consideration (0.1MeV – 0.6MeV), the electron energy distribution functions $f(E)$ of secondary Auger electrons were calculated. Based on the calculation results, the fundamental absence of a functional dependence of $f(E)$ is proved. It is of a diagrammatic nature and strongly depends on the chemical composition of the mixture, more precisely, on the atomic numbers of the elements. The effects of irradiation of LTP with a CDF plasma by electron and positron flows, the relationship between ionization losses from electrons, positrons and histograms are shown - $f(E)$. Based on the results obtained, conclusions are drawn regarding the possibilities of combining Auger and γ spectroscopy methods in modern applied multi-disciplinary ap-

plications. The obtained histograms were used to determine how to maintain the gas component of the plasma in the ionized state due to the prevalence of charge exchange reactions over the recombination processes of multiply charged ions resulting from Auger processes.

Key Words: *condensed dispersed phase, low-temperature plasma, Auger processes in plasma and solids.*

Дойков Д.М., Храпаний С.В.

Еволюція електронної функції розподілу по енергіях в запиленій плазмі, що опромінюється жорстким випромінюванням.

АНОТАЦІЯ

Робота присвячена вивченню розрідженій низькотемпературної плазми (далі НТП) з конденсованої дисперсної фазою (далі КДФ) для характерних низьких термодинамічних температурах (далі НТТ) $T = 50^{\circ}K - 100^{\circ}K$ для двох сумішей. Перша - вуглецево-киснева суміш (далі С-О-зона), друга гелієво-залізна суміш (далі Fe-He-суміш). Для досить інтенсивних потоків заряджених частинок-продуктів ядерного розпаду всередині розглянутих систем (0.1MeV-0.6MeV) розраховані обчислені електронні функції розподілу по енергіях $f(E)$ вторинних Оже-електронів. За результатами розрахунків доведено принципову відсутність функціональної залежності у $f(E)$. Вона носить діаграмні характер і сильно залежить від хімічного складу суміші, точніше від атомних номерів елементів. Показані наслідки опромінення НТП з КДФ-плазми потоками електронів і позитронів, зв'язок між іонізаційними втратами від електронів, позитронів і гістограмами - $f(E)$. На підставі отриманих результатів зроблено висновки щодо можливостей комбінування методів Оже - i γ - спектроскопії в сучасних прикладних багатодисциплінарних додатках. Отримані гістограми використані для визначення способів підтримки газової складової плазми в іонізованому стані за рахунок превалювання реакцій зарядового обміну над рекомбінаційними процесами багатозарядних іонів, що виникають в результаті Оже-процесів.

Ключові слова: *конденсована дисперсна фаза, низькотемпературна плазма, Оже-процеси в плазмі та твердих тілах.*